Oberlin College Library
JUL 2 5 1945

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon
vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.80 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.80, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet. Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Sämtliche Bücherbesprechungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 7/8 | Ausgegeben im Oktober 1944 Nr. 1139/40. Printed in Germany | 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Seeliger, Bemerkungen zur Extremaltheorie des Kathodenfalls. S. 141—146.

R. Gambarana und R. Seeliger, Über die Getterung von Edelgasen. S. 146—148.

Zusammenfassender Bericht:

R. Pyrkosch, Neuere Ergebnisse der Höhenstrahlforschung. S. 148—171.

Abhandlung:

H. Schüler und A. Woeldike, Ein weiterer Beitrag zur unterschiedlichen Anregung von Molekülen durch Licht und Elektronenstoß durch die Beobachtung eines Emissionsspektrums NO_2. Mit Tafel I. S. 171—173.

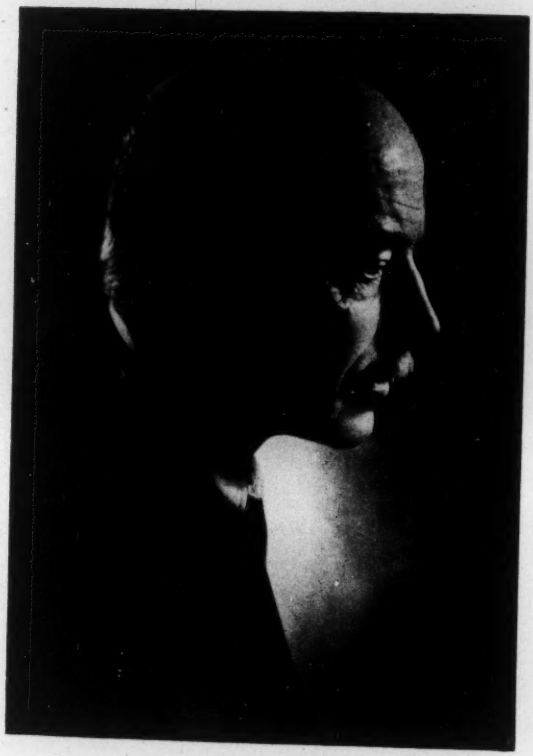
A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10^h 40^{min} für Mai und Juni 1944. S. 173.

Besprechungen: S. 174.

Nachrichten: S. 174.

Veranstaltungen: S. 175—176.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG



M. v. Laue

Zum 65. Geburtstag

am 9. Oktober 1944

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.
Published by J. W. EDWARDS, PUBLISHER, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7/8 — 1. Juni 1944 — Redaktionsschluß für Nr. 9/10 am 1. Juni 1944 — 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Seeliger, Bemerkungen zur Extremaltheorie des Kathodenfalls. S. 141.

R. Gambarana und R. Seeliger, Über die Getterung von Edelgasen. S. 146.

Zusammenfassender Bericht:

R. Pyrkosch, Neuere Ergebnisse der Höhenstrahlforschung. S. 148.

Abhandlung:

H. Schüler und A. Woeldike, Ein weiterer Beitrag zur unterschiedlichen Anregung von Molekülen durch Licht und Elektronenstoß durch die Beobachtung eines Emissionsspektrums des NO_2. Mit Tafel I. S. 171.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für Mai und Juni 1944. S. 173.

Besprechungen. S. 174.

Nachrichten. S. 174.

Vorankündigungen. S. 175.

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.
Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER, for Foreign Periodicals, Inc.,* Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

ABHANDLUNGEN

Bemerkungen zur Extremaltheorie des Kathodenfalls

von R. Seeliger

Zusammenfassung

Es werden systematisch die verschiedenen Möglichkeiten, Extremalforderungen in der Theorie des Kathodenfalls zu verwenden, durchdiskutiert und allgemeine Gesichtspunkte für ihre Formulierung entwickelt. Dabei kommt es wesentlich darauf an, die Nebenbedingungen exakt festzulegen, wobei sich zwei Gruppen von Extremalforderungen ergeben. Man kann nämlich entweder unter sonst denselben Verhältnissen verschiedene Formen von Feldverteilungen miteinander vergleichen und so die „richtige" aussieben, oder man kann aus der kontinuierlichen Reihe der wirklichen Entladungsformen eine bestimmte (mit normalem Kathodenfall) auszeichnen. Die Betrachtung des sogenannten inversen Problems der Variationsrechnung führt grundsätzlich zu der Möglichkeit, für die erstere Gruppe formal stets sogar beliebig viele integrale Extremalforderungen zu formulieren. Bei der zweiten Gruppe hingegen handelt es sich überhaupt nicht um Variationsprobleme im eigentlichen Sinn, sondern um Extremalaufgaben gewöhnlicher Art.

Man hat verschiedentlich versucht, auch in die Theorie so komplizierter Vorgänge wie sie sich in Gasentladungen abspielen, Extremalforderungen einzuführen. Vermutlich hat man sich dabei leiten lassen von der Erinnerung an die vielfachen und fruchtbaren Anwendungsmöglichkeiten integraler Extremalansätze vom Typus des Hamiltonschen Prinzips. Gelegentlich findet sich aber auch einfach die Behauptung, die vorgeschlagene Extremalforderung sei unmittelbar „einleuchtend" o. dgl., wobei wohl hinter solchen Plausibilitätsgefühlen die Annahme steckt, daß der Ablauf der Vorgänge in der Natur irgendwie ökonomisch gestaltet sei, eine Annahme, der gegenüber bekanntlich größte Vorsicht am Platz ist[1]).

Schon die Bewertung der an das Hamiltonsche anschließenden Variationsprinzipe schwankt über die ganze Skala zwischen der einer Einreihung an die höchste Stelle aller Naturgesetze, und zwischen der als völlig konventionelle Regel lediglich zum Zweck einer möglichst kondensierten Darstellungsmöglichkeit, zwischen der als Ausdruck tiefliegender physikalischer Zusammenhänge und zwischen der lediglich als Hilfsmittel zur Umgehung mathematischer Schwierigkeiten[2]). Aber wie dem auch sei, jedenfalls ist kennzeichnend die Unabhängigkeit von der Art der Beschreibung durch ein bestimmtes Koordinatensystem und damit die Invarianz gegen Koordinatentransformationen, die ja mit den Begriffen kinetisches Potential und Bahnkurvenintegral verbunden sind. Es liegt nun in der ganzen physikalischen Sachlage, daß diese Vorteile in der Gasentladungsphysik weitgehend fortfallen und deshalb ein sozusagen übergeord-

1) Vgl. etwa A. Kneser, Das Prinzip der kleinsten Wirkung (Teubner, 1928); E. Mach, Mechanik S. 424, 1908.

2) Zum Beispiel C. Neumann, Tübinger Programm 1868; M. Planck, Rundblicke S. 102; A. Voss, Sitzungsber. Akad. München, S. 147, 1901.

netes Bewertungsprinzip fehlt. Demgemäß wird man hier letzten Endes nur durch eine nüchterne Diskussion von Einzelbeispielen zu befriedigender Klarheit kommen können, wozu denn auch insbesondere die kritischen Untersuchungen[3]) von Rogowski (für den Kathodenfall) und von Rompe und Weizel (für die positive Säule) einen Anfang gemacht haben. Bei der grundsätzlichen Bedeutung der hier zur Diskussion stehenden Fragen dürften die folgenden Bemerkungen speziell zur Kathodenfalltheorie nicht ohne Nutzen sein, auch wo dabei bereits Bekanntes nur in etwas anderer Darstellungsweise oder in etwas anderem Zusammenhang wiederholt wird, und Neues zunächst nur in skizzenhafter Form vorgebracht werden kann.

Um bei einer Diskussion über den Inhalt und die Brauchbarkeit von Extremalforderungen nicht sogleich ganz ins Uferlose zu geraten, muß man zunächst den Bereich abgrenzen, innerhalb dessen man sich bewegen will. Er soll hier gegeben sein durch die Kathodenfalltheorie, wie sie Rogowski[4]) entwickelt hat, oder genauer gesagt durch den Grad der Näherung, der in den drei Grundgleichungen dieser Theorie — der Stromgleichung, der Ionisierungsgleichung und der Potentialgleichung — zum Ausdruck kommt. Zu dem Wesentlichen daran gehören die Annahme, daß jedes Ereignis im Kathodenfallgebiet nur abhängt von der lokalen Feldstärke am Ort des Ereignisses, und das Ergebnis, daß sich für die Feldverteilung*) $\varepsilon(x)$ eine Differentialgleichung zweiter Ordnung ergibt, deren Lösung somit eindeutig bestimmt ist durch zwei Randbedingungen (oder äquivalente Bedingungen). Dazu muß als weitere Forderung noch die kommen, daß der durch die Lösung beschriebene Entladungszustand ein stationärer Zustand ist. Implizite vorausgesetzt ist natürlich ferner, daß die Feldgleichung bzw. die in ihr verarbeiteten Ansätze überhaupt im ganzen betrachteten Entladungsteil gelten; dies ist — man vergleiche etwa die Ausführungen von Weizel, Rompe und Schön[5]) — nur bedingt zutreffend, soll und muß aber vorausgesetzt werden, um überhaupt den Diskussionsbereich abgrenzen zu können. Als vorgegebene Größe sind die Stromdichte j und ferner der Elektrodenabstand L anzusehen; dann ergibt sich, daß die Feldverteilung $\varepsilon(x)$ eindeutig und vollständig bestimmt ist, und damit auch die geeignet (z. B. durch $d\varepsilon/dx = 0$) zu definierende Dicke d des Kathodenfallgebietes und der Kathodenfall V_κ. Übersichtlicher liegen die Dinge in der gröberen Näherungstheorie von v. Engel und Steenbeck[6]), wo d und V_κ unmittelbar durch j vollständig bestimmt sind; gelegentlich diese der Rogowskischen bezüglich der hier interessierenden Fragen äquivalente Theorie heranzuziehen, wird sich als vorteilhaft erweisen. Das Wesentliche ist nun, daß für weitere, der Feldverteilung oder von ihr abhängender Größen aufzuerlegende Forderungen also im Rahmen des so abgegrenzten Bereiches kein Platz mehr ist. Es muß deshalb auf jeden Fall verlangt werden, daß alle aus zusätzlichen Extremalforderungen sich ergebenden Folgerungen nicht im Widerspruch stehen zu den Folgerungen aus der vollständigen Theorie. Insbesondere muß also, wie immer man sich im übrigen zu ihr stellen mag, jede Extremalforderung, die sich auf die Feldverteilung bezieht, als oberstes Kriterium für ihre Brauchbarkeit eine Feldverteilung liefern, die mit der aus der vollständigen Theorie bekannten „richtigen" übereinstimmt.

Die Extremalforderungen sind zunächst Regeln zur Auswahl bestimmter Fälle aus einer kontinuierlichen Reihe möglicher, und es handelt sich deshalb vor allem darum, festzulegen, aus welcher Reihe denn überhaupt ausgewählt werden soll. Dabei gibt es nun offenbar zwei grundsätzlich verschiedene Arten von Auswahlmöglichkeiten: Man kann entweder versuchen, aus einer Reihe von Feldverteilungen eine bestimmte, nämlich die richtige in dem oben genannten Sinn, oder aus der Reihe der Entladungszustände einen bestimmten, nämlich den mit normalem Kathodenfall, auszusieben. Demgemäß handelt es sich auch um zwei Extremalprobleme ganz verschiedener Art, die scharf von einander zu unterscheiden sind. Dies zu betonen, scheint nicht unnötig zu sein, weil hierauf die Unklarheiten zurückzuführen sind, die mindestens das Verständnis mancher Arbeiten sehr erschweren.

Bei der Aussiebung der richtigen Feldverteilung vergleicht man unter sonst denselben Bedingungen Feldkurven $\varepsilon(x)$ von verschiedener Gestalt. Es handelt sich demgemäß hier um ein typisches Variationsproblem, das sich in der allgemeinsten noch zu der sog. einfachsten Klasse derartiger Aufgaben gehörenden Form so formulieren läßt, daß

$$\delta \int_0^d f(x, \varepsilon, \varepsilon')\, dx = 0$$

3) W. Rogowski, Zeitschr. f. Phys. **82**, 473, 1933; R. Rompe und W. Weizel, Zeitschr. f. Phys. **120**, 31, 1942.

4) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechnik **26**, 643, 1932.

*) Statt der üblichen E wurde für die Feldstärke leider stets der Buchstabe ε gedruckt. Da hier jedoch Mißverständnisse nicht entstehen können, habe ich von einer Korrektur abgesehen, um unnötige Arbeit für den Setzer zu vermeiden.

5) W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, Zeitschr. f. Phys. **112**, 339, 1939; **113**, 87, 730, 1939.

6) A. v. Engel und M. Steenbeck, Gasentladungen, II, S. 69ff.

sein soll, wobei d bzw. jede damit äquivalente Größe als Konstante und die „Auswahlfunktion" f als vorgegeben anzusehen ist. Bei der Auszeichnung des Entladungszustandes mit normalem Kathodenfall hingegen handelt es sich zwar formal auch um einen Vergleich von Integralen über eine vorgegebene Auswahlfunktion f, aber es ist nun $\varepsilon(x)$ bekannt, nämlich bereits das richtige, und variiert werden die Integrationsgrenze und unter Umständen noch in f steckende Parameter. Man hat es deshalb überhaupt nicht mehr mit einem eigentlichen Variationsproblem zu tun, sondern mit einer Extremalaufgabe gewöhnlicher Art.

Die Zugehörigkeit der Extremalforderungen, welche die Aussiebung der richtigen Feldverteilung bezwecken, zu den eigentlichen Variationsproblemen ermöglicht es, sogleich einige ganz allgemeine Folgerungen zu ziehen, falls – wie eingangs vorausgesetzt worden ist – die Feldgleichung eine Differentialgleichung zweiter Ordnung ist. Es muß nämlich dann die Eulersche Gleichung des betreffenden Variationsproblems diese Feldgleichung sein. Zunächst sieht man, daß von vornherein alle Auswahlfunktionen als unbrauchbar ausscheiden, die allein von ε abhängen; die Eulersche Gleichung wird hier zu einer gewöhnlichen Bestimmungsgleichung für ε und liefert also einen (oder unter Umständen mehrere diskrete) Wert $\varepsilon = \text{const}$, also einen Feldverlauf, der von dem richtigen gänzlich verschieden ist. Es liegt nun aber nahe, den Gedankengang umzukehren und zu fragen, wie die Auswahlfunktion $f\ (x,\ \varepsilon,\ \varepsilon')$ beschaffen sein müßte, damit ihre Eulersche Gleichung die Feldgleichung ist, also das sog. inverse Problem der Variationsrechnung zu betrachten. Da bekanntlich jede Differentialgleichung zweiter Ordnung auf unendlich viele Arten als Eulersche Gleichung eines Variationsproblems aufgefaßt werden kann[7]), gibt es zu der Feldgleichung stets sogar unendlich viele richtige Funktionen f. Die Aufgabe, diese Funktionen zu finden, läßt sich zurückführen auf die Lösung einer linearen partiellen Differentialgleichung, und es läßt sich dafür ein an sich ziemlich einfaches vollständiges Rechenschema angeben[8]). Schreibt man die Feldgleichung in der schon von Rogowski angegebenen Form $(\eta = \varepsilon^{3/2})$

$$\eta'' = \alpha(\eta)\,\eta' + c \cdot \alpha(\eta) = \varphi(\eta,\ \eta'),$$

so lautet die erwähnte partielle Differentialgleichung

$$M \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \eta'} + \varphi \cdot \frac{\partial M}{\partial \eta'} + \eta' \frac{\partial M}{\partial \eta} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0,$$

wobei $M = \partial^2 f / \partial \eta'^2$ ist, so daß also bei Kenntnis von M nur noch zwei Quadraturen zur Konstruktion der gesuchten Funktion f erforderlich sein würden. Die explizite Auffindung von M führt allerdings, wie man sich sofort überzeugen kann, auf sehr große Schwierigkeiten.

Für gewisse spezielle Fälle jedoch kann man an Hand des erwähnten Schemas die Lösung leicht angeben. Wenn man z. B. als richtigen Feldverlauf in der üblichen guten Näherung einen linearen Abfall ansetzt, wird die Feldgleichung bzw. die Eulersche Gleichung einfach zu $\varepsilon'' = 0$, und man hat es mit einem recht einfachen inversen Problem zu tun. Die Funktion M hat hier die Form

$$M = F(\varepsilon',\ \varepsilon - x\varepsilon'),$$

wo F eine willkürliche Funktion ist. Die gesuchte Auswahlfunktion läßt sich hieraus (vgl. Darboux[8]) am bequemsten darstellen in der Form

$$f = \int_0^{\varepsilon'} (\varepsilon' - \beta)\, F(\beta,\ \varepsilon - x\beta)\, d\beta + \frac{\partial \Theta}{\partial \varepsilon}\,\varepsilon' + \frac{\partial \Theta}{\partial x},$$

wo Θ eine ebenfalls willkürliche Funktion von ε und x ist. Ganz elementar läßt sich die Sachlage übersehen, wenn die Auswahlfunktion nur von x und ε abhängen soll. Die Eulersche Gleichung wird dann

$$\frac{\partial f(x,\ \varepsilon)}{\partial \varepsilon} = \psi(x,\ \varepsilon) = 0$$

und liefert also im allgemeinen einen bestimmten Feldverlauf $\varepsilon = \varepsilon(x)$ als Auflösung von $\psi(x, \varepsilon) = 0$. Es sei nun $R(x)$ der richtige Feldverlauf. Dann muß das gesuchte f der Gleichung genügen

$$\frac{\partial f(x,\ \varepsilon)}{\partial \varepsilon} = \varepsilon - R(x),$$

d. h. es muß sein

$$f(x,\ \varepsilon) = \tfrac{1}{2}\varepsilon^2 - \varepsilon \cdot R(x) + \text{const}.$$

Wie diese Betrachtungen bereits zeigen, wird man kaum erwarten können, eine Auswahlfunktion zu erhalten, die noch eine erträglich einfache physikalische Interpretation erlaubt; Extremalforderungen zur Aussiebung der richtigen Feldverteilung kann man also zwar in beliebiger Zahl formulieren, aber es dürfte schwer einzusehen sein, was dadurch gewonnen ist. Es ist deshalb auch wenig ergiebig, nun noch ein-

7) Zum Beispiel O. Bolza, Variationsrechnung, S. 39, 1909.

8) G. Darboux, Théorie des Surfaces, III, S. 54. Den Hinweis hierauf verdanke ich Herrn Zassenhaus.

gehend spezielle Beispiele zu betrachten, und es wird genügen, nur zwei solche herauszugreifen.

Wie schon erwähnt wurde, ist die Townsendsche Ionisierungsfunktion $\alpha(\varepsilon)$ als Auswahlfunktion unbrauchbar, weil sie auf ein homogenes Feld $\varepsilon = \text{const}$ führt. Nicht von vornherein läßt sich dies behaupten, wenn man $\alpha = \alpha(\varepsilon, \varepsilon')$ als Funktion von ε und ε' ansetzt. Die allgemeine Lösung der Eulerschen Gleichung für diesen Fall kennt man nun zwar leider nicht, die von Compton und Morse benutzte Lösung ist (wie Rogowski bereits angegeben hat) falsch, und die von Rogowski selbst diskutierte Lösung ist nur eine spezielle, aber es dürfte wenig wahrscheinlich sein, daß man mit einem derartig erweiterten $\alpha(\varepsilon, \varepsilon')$ zum Ziel kommt. Immerhin kann man vorläufig noch nichts darüber sagen, wie die Dinge liegen würden, wenn man von der Annahme der Abhängigkeit aller Ereignisse im Entladungsraum nur von der lokalen Feldstärke überhaupt abgeht, und ob es in einer derartigen Theorie[9]) sozusagen höherer Ordnung (mit Integral- bzw. Integrodifferentialgleichungen) nicht brauchbare Extremalforderungen geben könnte.

Eine naheliegende Erweiterung im Rahmen der bisherigen Theorie besteht bekanntlich darin, daß man die Elektronenerzeugung aus der Kathode mit berücksichtigt. Der Forderung nach extremaler Elektronenneubildung im Gas entspricht dann die Forderung

$$\delta\left\{[\gamma(\varepsilon_0)]\left[e^{\int_0^d \alpha\,dx} - 1\right]\right\} = 0$$

$$\text{bzw.}\quad \delta\left\{[\gamma(\varepsilon_0) + 1]\left[e^{\int_0^d \alpha\,dx} - 1\right]\right\} = 0\,,$$

wozu noch, ebenso wie im folgenden Beispiel, die Nebenbedingung kommt

$$\int_0^d \varepsilon\,dx = V_\varkappa$$

und d und $V_\varkappa$ vorgegebene konstante Größen sind. Wie man sofort sieht, handelt es sich hier um ein singuläres Variationsproblem, das eine definierte Lösung überhaupt nicht besitzt. Bestimmt man nämlich $\varepsilon(x)$ zunächst so, daß $\delta[\,] = 0$ wird, wodurch man natürlich wieder $\varepsilon = \text{const}$ erhält, so kann man durch eine Verbiegung der $\varepsilon(x)$-Kurve nur in unmittelbarer Nähe der Kathode $x = 0$ es erreichen, daß $\gamma(\varepsilon_0)$ nach Maßgabe der vorgegebenen Feldabhängigkeit von α einen beliebig großen bzw. kleinen Wert annimmt, während andererseits $[\,]$ sich von dem bereits erzielten extremalen Wert nur beliebig wenig entfernt.

Bei der schon erwähnten zweiten Art von Extremalforderungen, der Auszeichnung des Entladungszustandes mit normalem Kathodenfall, ist die Bedeutung des „Variations"zeichens eine grundsätzlich andere als bisher; es soll deshalb durch das Zeichen Δ ersetzt werden. Wenn also die Extremalforderung sein soll, daß für normalen Kathodenfall die Ionisation im Gas mit extremalem (sc. minimalem) Spannungsbedarf bewirkt wird, so lautet diese Forderung ($\overline{\eta}$ = im Mittel zur Bildung eines Ionenpaares aufzuwendende Arbeit)

$$\Delta\overline{\eta} = \Delta\left\{\frac{\int_0^d \varepsilon\,dx}{\int_0^d \alpha\,dx}\right\} = 0\,.$$

Sie ist so zu verstehen, daß nun nicht unter sonst denselben Verhältnissen die Gestalt der Feldverteilung $\varepsilon(x)$ geändert werden soll, sondern daß das explizite bzw. implizite unter den Integralen vorkommende $\varepsilon(x)$ von vornherein das richtige ist, daß man die wirklichen stationären Entladungsformen miteinander vergleicht, und daß demgemäß die zu variierenden Größen d bzw. damit äquivalenten einen Entladungszustand eindeutig bestimmende sind. Die Forderung $\Delta\overline{\eta} = 0$ ist also – und dies gilt natürlich für alle anderen Forderungen dieser Δ-Art, die man ersinnen könnte – zunächst nur eine abgekürzte Beschreibung eines Sachverhalts, die man rechnerisch weiter verwerten kann erst unter Benutzung von Ergebnissen der vollständigen Theorie. Es ist nützlich, sich die Sachlage klarzumachen an dem v. Engel-Steenbeckschen Näherungsmodell, in dem die richtigen Feldverteilungen ersetzt sind durch einen linearen Feldabfall. Man kann hier $\overline{\eta}$ sehr einfach ausdrücken nur durch ε_0, nämlich in der Form[10])

$$\overline{\eta} = \frac{1}{2}\,\frac{\varepsilon_0^2}{\int_0^{\varepsilon_0} \alpha(\varepsilon)\,d\varepsilon}\,,$$

worin nun α als vorgegebene Funktion von ε anzusehen ist, etwa in Gestalt der üblichen Townsendschen halbempirischen Exponentialformel. Dann wird unmittelbar ersichtlich, daß es sich überhaupt nicht mehr um ein eigentliches Variationsproblem handelt, sondern um eine gewöhnliche Extremalaufgabe. Eine derartige Vereinfachung der Formulierung läßt sich aber auch

9) Vgl. H. Dällenbach, Physik. Zeitschr. **26**, 407, 483, 1925.

10) R. Seeliger, Zeitschr. f. Phys. **122**, 209, 1944.

ganz allgemein vornehmen immer, wenn es sich um das Ionisationsintegral handelt. Da nämlich nur (physikalisch) stationäre Entladungszustände in Betracht kommen, kann man nach der Stationaritätsbedingung

$$\int_0^d \alpha\, dx = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma(\varepsilon_0)}\right)$$

das Ionisationsintegral ersetzen durch $\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)$, und hierin kommt nun die Feldverteilung und die Fallraumdicke überhaupt nicht mehr vor, sondern nur noch die Feldstärke ε_0 an der Kathode; $\gamma(\varepsilon)$ ist dabei natürlich als vorgegebene Funktion anzusehen. Man kann also die Forderung $\Delta\overline{\eta} = 0$ in einer unmittelbar übersichtlichen Form schreiben mit

$$\overline{\eta} = \frac{V_\varkappa}{\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)}$$

und hieran die weiteren Folgerungen knüpfen: Es nimmt $\overline{\eta}$ sicher ab mit abnehmendem $V_\varkappa$, wenn dabei γ abnimmt, und erreicht seinen kleinsten Wert für $V_\varkappa = V_n$. Daß γ abnimmt, ist aber gesichert, wenn ε abnimmt. Dies letztere kann allerdings a priori nicht behauptet werden, sondern ist als Folgerung der vollständigen Theorie vorwegzunehmen. Ganz analog kann man schließen, wenn man die Forderung stellt

$$\Delta \int_0^d \alpha\, dx = 0\,.$$

Nebenbei bemerkt, muß man hier etwas schärfere Voraussetzungen machen als bei der vorhergehenden Beweisführung, weil diese auch noch gilt, wenn γ feldstärkeunabhängig ist, während nun $\frac{\partial\gamma}{\partial\varepsilon_0} > 0$ vorausgesetzt werden muß.

Es ist somit, und zwar allgemein, gezeigt, daß die beiden betrachteten Extremalforderungen an sich sinnvoll und in ihren Folgen richtig sind: Unter allen wirklichen Entladungszuständen ist für den mit normalem Kathodenfall die Trägerneubildung eine optimale, sei es, daß der mittlere Energieverbrauch für einen Ionisationsakt am kleinsten, sei es, daß die Zahl der von einem Elektron im Fallraum bewirkten Ionisationen am größten ist. (Zu einer unrichtigen Auffassung könnte, um dies zu wiederholen, die Formulierung Veranlassung geben, daß sich bei normalem Kathodenfall eine in diesem Sinn optimale Feldverteilung einstellt, womit man natürlich auch hier wieder auf ein homogenes Feld käme.) Vorausgesetzt ist implizite, daß es überhaupt einen kleinsten (= normalen) Kathodenfall $V_n > 0$ gibt. Darüber und welchen Wert er hat, sagen die Extremalforderungen nichts aus; V_n spielt in ihnen, wie dies Rogowski in etwas anderem Zusammenhang bereits betont hat, die Rolle einer als vorgegeben zu betrachtenden Größe. Es ist empfehlenswert, hierauf noch etwas genauer einzugehen. Dabei ist es wohl nicht nötig, auf die exaktere aber schwer zu übersehende Kathodenfalltheorie von Rogowski zurückzugreifen; man kann auch hier alles wesentliche bereits erkennen im Rahmen der v. Engel-Steenbeckschen Näherung, d. h. wenn man als richtige Feldverteilungen die mit linearem Feldabfall einsetzt, und kann auch die einfachste Form $\varepsilon = 0$ für $x = d$ der Randbedingung an der Anodenseite des Fallraums benutzen. Die Grundgleichungen der Theorie schreibt man am übersichtlichsten in der Form

$$j = C \cdot \frac{\varepsilon_0^2}{d}$$

$$\varepsilon_0 = \frac{2\,V_\varkappa}{d}$$

$$\frac{d}{\varepsilon_0} A(\varepsilon_0) = L(\varepsilon_0)\,,$$

wo A und L als vorgegebene Funktionen von ε_0 anzusehen und Abkürzungen sind für

$$A(\varepsilon_0) = \int_0^{\varepsilon_0} \alpha(\varepsilon)\, d\varepsilon$$

$$L(\varepsilon_0) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma(\varepsilon_0)}\right).$$

Bei vorgegebener Stromdichte j hat man damit 3 Gleichungen zwischen den Größen $V_\varkappa$, ε_0 und d, die hierdurch also als Funktionen von j festgelegt sind. Ihre Verarbeitung liefert bekanntlich einen kleinsten Wert von $V_\varkappa$, nämlich den normalen Kathodenfall V_n. Wollte man dies in Form einer „Extremalforderung" ausdrücken, so könnte eine solche z. B. lauten $\frac{\partial V_0}{\partial j} = 0$ oder $\frac{\partial V_0}{\partial \varepsilon_0} = 0$ oder dgl., womit allein allerdings ebensoviel bzw. ebensowenig anzufangen wäre, wie mit den Δ-Forderungen.

Scheinbar in Widerspruch mit der eben besprochenen Bewertung der Δ-Forderungen sind die Überlegungen von Steenbeck[11]), der gezeigt hat, daß man aus ihnen quantitativ V_n erhält. Es liegt dies natürlich nur daran, daß Steenbeck implizite ebenfalls Ergebnisse einer „vollständigen" Theorie mitbenutzt; allerdings

11) M. Steenbeck, Zeitschr. f. Phys. **53**, 192, 1929; **72**, 505, 1931.

in äußerst grober Näherung, nämlich durch den Ansatz eines homogenen Feldes. In diesem Zusammenhang – im übrigen kann auf die Anmerkungen von Rogowski verwiesen werden[12]) – sei auch noch kurz auf die Sachlage in der Arbeit von Compton und Morse eingegangen. Diese Arbeit ist zwar geradezu ein Muster unklarer Darstellungsweise, aber es ist bekanntlich in ihr zum ersten Male von einer Extremalforderung Gebrauch gemacht, wodurch in die Gasentladungstheorie immerhin ein grundsätzlich neuer Gedanke eingeführt worden ist. Die von Compton und Morse entwickelte Variationsmethode ist eine Vermischung der Aussiebung der richtigen Feldverteilung (δ-Variation) und der Auszeichnung des Entladungszustandes mit normalem Kathodenfall (Δ-Variation). Abgesehen von der unrichtigen Durchführung der ersteren und soweit eine Entwirrung überhaupt möglich ist, kommt das Ganze aber letzten Endes ebenfalls darauf hinaus, daß der Extremalwert des Ionisationsintegrals unter den für richtige Feldverteilungen sich einstellenden Werten bestimmt wird; die richtigen Feldverteilungen sind hier solche mit exponentiellem Feldabfall, die jedoch im Rahmen der benutzten Näherungen ungefähr solche mit linearem Abfall sind. So kommt durch glückliche Zufälle trotz allem ein einigermaßen brauchbares Endergebnis zustande.

Das Wesentliche an den Überlegungen von Steenbeck ist, daß er den physikalischen Kern der Δ-Forderungen aufgezeigt hat. Es gelingt dies, wie letzten Endes wohl stets bei einer Begründung von Extremalforderungen, durch Stabilitätsbetrachtungen, und damit wird nun auch verständlich, warum gerade auf die Ionisation bezügliche Forderungen brauchbar sind. Zugleich kann man so noch einen wesentlichen Schritt weitergehen, und zwar noch über die Folgerungen hinaus, die man aus der vollständigen Theorie in der bisherigen Form überhaupt ziehen kann. Man kann nämlich nun verstehen, warum bei weiterer Verkleinerung der Stromdichte auf Werte unterhalb von j_n der Kathodenfall nicht wieder ansteigt, sondern unter Verkleinerung des Entladungsquerschnitts V_n erhalten bleibt. Die Δ-Forderungen erweisen sich so als heuristische Prinzipe im eigentlichen Sinn.

12) W. Rogowski, Zeitschr. f. Phys. **100**, 1, 1936 und l. c. Anm.

Greifswald, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. März 1944)

Über die Getterung von Edelgasen

Von R. Gambarana und R. Seeliger

Zusammenfassung

Veranlaßt durch eine Bemerkung von Rompe über Gasaufzehrung in der Tellurentladung wurde untersucht, ob Neon durch Tellur- und Selendampf gegettert wird. Es zeigte sich, daß ohne Entladung durch bloßes Verdampfen und Kondensieren dieser Substanzen das Gas nicht in nachweisbarer Menge gebunden wird. Nur durch Kondensation während einer Entladung können kleine Gasmengen gebunden werden.

Die Getterung, d. h. die Entfernung von Gasen aus Röhren ohne wesentliche Mitwirkung einer Entladung, ist nicht nur technisch von größter Bedeutung, sondern auch physikalisch ein sehr interessanter, im einzelnen noch wenig geklärter Vorgang. Nach allen im Schrifttum[1]) zu findenden Angaben scheinen Edelgase nicht in merklicher oder doch nur in sehr viel geringerer Menge wie die unedlen Gase durch Getterung entfernt werden zu können. Es war deshalb eine Beobachtung von Rompe im Rahmen seiner Untersuchungen über Entladungen in Telluridampf[2]) überraschend und von grundsätzlichem Interesse, daß Tellur anscheinend die Fähigkeit hat, beim Erstarren Neon intensiv zu gettern. Wie Rompe angibt, „wurde gelegentlich festgestellt, daß die unter 10 mm Hg Druck eingefüllte Neonmenge, etwa 20 ccm, nach dem Erstarren quantitativ verschwunden war. Nach Erwärmung des Tellurbelags an der Quarzwand erschien das Neon wieder ... Diese Erscheinung wurde wiederholt, jedoch nicht reproduzierbar beobachtet." Aus den erwähnten Gründen schien es uns lohnend zu sein, dieses merkwürdige Verschwinden des Neons genauer zu untersuchen.

Die Versuche wurden nicht nur mit Tellur, sondern auch mit Selen durchgeführt. Es steht dem Tellur chemisch nahe und ist leichter zu

1) Vgl. die bekannten zusammenfassenden Darstellungen (Dushman, Pietsch usw.) der Untersuchungen über Gasaufzehrung, ferner insbesondere W. Frankenburger, K. Mayrhofer und E. Schwamberger, Zeitschr. f. Elektrochemie **37**, 473, 1931.

2) R. Rompe, Zeitschr. f. Phys. **101**, 216 1936,

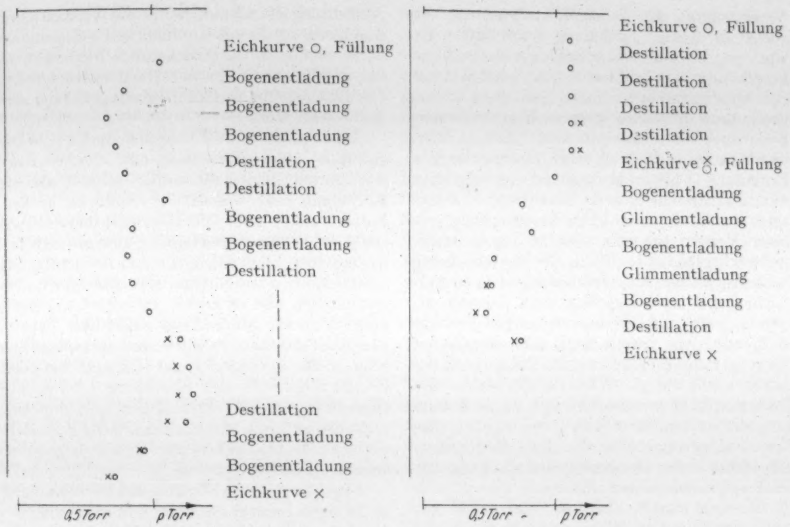


Fig. 1. Zwei typische Beispiele für die beobachteten Druckänderungen.

handhaben wie dieses, so daß an ihm bequemer die Versuchsmethodik ausgearbeitet und Erfahrungen gesammelt werden konnten. Um übersichtliche Versuchsbedingungen und unmittelbar auswertbare Versuchsergebnisse zu haben, wurden die Versuche nicht in Lampen von der von Rompe benutzten Art vorgenommen, und es wurde auf eine unter Umständen eintretende Gasaufzehrung nicht aus einer Änderung der Zündspannung, sondern aus direkten Druckmessungen geschlossen. Als Entladungsröhren dienten U-förmige Röhren aus Supremaxglas und aus Quarz von etwa 1 cm Weite und etwa 30 cm Schenkellänge mit Hohlkathoden aus Molybdän. An diese Röhren waren über die erforderlichen Übergangsgläser Verlängerungsstücke aus gewöhnlichem Glas angeblasen mit den Einschmelzungen der Elektroden und den Leitungen zu Manometer und Pumpe. Molybdän erwies sich (im Gegensatz z. B. zu Eisen) als hinreichend widerstandsfähig gegen den chemisch bekanntlich sehr aktiven Telluridampf, so daß es längere Zeit benutzt werden konnte, ehe ein Auswechseln der angefressenen Elektroden erforderlich war. Der Abschluß der Röhren erfolgte über Magnetverschlüsse in üblicher Weise. Besondere Sorgfalt war natürlich notwendig hinsichtlich der Druckmessung. Benutzt wurden Piranimanometer in der von Bartholomeyczyk verbesserten Form. Diese Manometer sind nun zwar an sich bei richtiger Dimensionierung in dem gewählten Druckbereich zwischen etwa 1 und 6 Torr noch empfindlich genug (feststellbare Druckänderung etwa 0,1 Torr) für die vorliegenden Zwecke, sie sind aber auch recht empfindlich gegen alle Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit des Heizdrahtes, welche den Akkommodationskoeffizienten ändern. Es mußte deshalb nach Möglichkeit verhindert werden, daß Metalldampf in das Manometer eindringt und sich auf dem Heizdraht kondensiert. Wie sich in Vorversuchen aus der Reproduzierbarkeit der Eichkurve der Manometer zeigte, gelingt es, die Manometer praktisch weitgehend genug zu schützen dadurch, daß die Verbindung mit dem Entladungsrohr durch eine etwa 20 cm lange, etwa 1 mm weite Kapillare hergestellt wird. Das Tellur (bzw. Selen) wurde im Hochvakuum über 5 Kaskaden in das Entladungsrohr eindestilliert; Blindversuche, bei denen der kondensierte Wandbelag im Rohr durch Erhitzung umhergetrieben wurde, zeigten, daß nachweisbare Gasmengen in ihm nicht mehr enthalten waren. Selbstverständlich wurde die ganze Apparatur anfangs sehr sorgfältig durch Ausheizen und Auswirbeln entgast.

Die Messungen gingen so vor sich, daß, jeweils mit nachfolgender Druckmessung und unter Aufnahme je einer Eichkurve des Manometers am Anfang und Ende der betreffenden

Versuchsserie, das Tellur bzw. Selen im Versuchsrohr a) ohne Entladung durch äußere Erwärmung von einer Wandstelle zur anderen umhergetrieben wurde (Destillation) oder b) durch eine hinreichend stromstarke Entladung – etwa 200 mA, im folgenden kurz als Bogenentladung bezeichnet – verdampft und überdestilliert wurde, oder endlich c) einer stromschwachen Entladung – bis zu etwa 40 mA, im folgenden kurz als Glimmentladung bezeichnet – ausgesetzt wurde, die noch keine Verdampfung größerer Mengen bewirkte. Die in Fig. 1 dargestellten Ergebnisse für Tellur, die in zwei beliebig herausgegriffenen Ausschnitten aus unseren Aufzeichnungen wiedergegeben sind, können als typisch gelten. Als Kreise eingetragen sind die Meßpunkte, die jeweils nach dem vermerkten Vorgang und der Abkühlung des Rohres bzw. der damit verbundenen Wiederkondensation des Tellurs erhalten wurden und sich unter Benutzung der anfänglichen Eichkurve ergaben. Als Kreuze eingetragen sind dieselben Meßpunkte, nun jedoch unter Benutzung der am Ende der Serie aufgenommenen Eichkurve.

Man sieht zunächst bestätigt, daß das Manometer durch die Dampfbildung im Versuchsrohr seine Eigenschaften nicht störend ändert. Ferner aber wird man folgern können, daß eine Destillation mit nachfolgender Kondensation ohne Entladung keine merklichen Neonmengen bindet, daß hingegen (qualitativ reproduzierbar) eine zwar kleine, aber außerhalb der Genauigkeitsgrenzen der benutzten Methode liegende Aufzehrung stattfindet, wenn die Verdampfung durch eine genügend stromstarke Entladung bewirkt worden ist; augenscheinlich wird das hierbei gebundene Neon bei einer nachfolgenden Destillation ohne Entladung dann ganz oder zum Teil wieder frei.

Da in keinem Fall lediglich durch eine Destillation ohne Entladung eine nachweisbare Aufzehrung festgestellt wurde, scheint also die Entladung eine wesentliche Rolle zu spielen. Ferner erfolgt zwar die Kondensation (Erstarrung) des Tellurs mengenmäßig zum größten Teil in denselben Rohrteilen, die von der Entladung erhitzt worden waren (und sich dann nach dem Ausschalten erst in Zeiten von der Größenordnung Minuten hinreichend abgekühlt haben), aber es ist durchaus möglich, daß die geringe hier festgestellte Aufzehrung vor sich geht bei einer Kondensation aus der Entladung heraus. Für eine „Getterung" im eigentlichen Sinn, d. h. eine Aufzehrung durch sich ohne Entladung kondensierenden Dampf geben also unsere Ergebnisse keinerlei positive Hinweise.

Fräulein R. Gambarana aus Parma konnte im hiesigen Institut dank der Unterstützung des Akademischen Austauschdienstes arbeiten. Der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung möchten wir auch hier danken für die Überlassung der Rohre aus Quarz und Supremaxglas nebst den Übergangsstücken zu Thüringerglas.

Greifswald, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. März 1944)

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT

Neuere Ergebnisse der Höhenstrahlforschung[1)2)]

Von R. Pyrkosch

1. Erdmagnetische Wirkungen. Der Breiteneffekt der Höhenstrahlung oder die Abhängigkeit ihrer Stärke von der magnetischen Breite ist in den letzten Jahren namentlich unter hohen Breiten weiter untersucht worden, so von Clarke und Korff (1) auf einer Südpolarexpedition. Sie benutzten dazu ein mit 7,5 cm *Pb* umgebenes einzelnes Zählrohr und eine mit 10 cm *Pb* gepanzerte Ionisationskammer. Beide Meßgeräte lieferten auf dem Schiff zwischen

1) Bemerkung der Schriftleitung: Der vorliegende Bericht gibt eine möglichst vollständige Darstellung der in den letzten zwei Jahren erzielten Ergebnisse der Höhenstrahlforschung, nicht aber die sonst bei den Berichten der Physikalischen Zeitschrift übliche kritische Diskussion. Im Hinblick darauf, daß viele Fachgenossen nicht in der Lage sind, die Literatur regelmäßig zu verfolgen, erscheint mir aber auch ein solcher Literaturbericht wertvoll. Bewilogua

2) Das Folgende ist eine Fortsetzung von Berichten, die von dem Verfasser seit einer Reihe von Jahren in der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht erstattet worden sind. Nachweise von schon in früheren Berichten berücksichtigter Literatur sind in diesem mit einem Sternchen versehen worden. Wegen der ungünstigen Zeitverhältnisse war der Verfasser für einen großen Teil der Auslandsliteratur auf die Referate der „Physikalischen Berichte" angewiesen und auf solche, die ihm von Herrn Professor Kolhörster zur Verfügung gestellt wurden, wofür auch an dieser Stelle bestens gedankt sei.

10° N und 77° S dieselbe Abhängigkeit der harten Strahlung von der Breite. Das südliche Knie der Breiteneffektskurve wurde bei 39° gefunden. Ein Anstieg der Kurve zwischen 39° S und 78° S um etwa 3 Proz. der mittleren Intensität konnte durch eine Temperaturberichtigung mit dem Koeffizienten — 0,15 Proz. je Grad Celsius beseitigt werden, so daß sie vom Knie an nach höheren Breiten der Breitenachse parallel verlief. Der gesamte Effekt betrug dann (8 ± 0,4) Proz. der Intensität unter höheren Breiten.

Ähnliche Untersuchungen waren vorher von Compton und Turner (2) auf Schiffsreisen zwischen Vancouver und Sydney mit Ionisationskammern angestellt worden. Sie sind von V. C. Wilson und Turner (3) auf derselben Schiffslinie mit Koinzidenzanordnungen wieder aufgenommen worden. Dabei wurde außer der senkrechten Gesamtstrahlung die der mit 10 cm *Pb* gefilterten harten Strahlung gemessen und durch Subtraktion die Stärke der weichen erhalten. Da der Breiteneffekt mit der Höhe über dem Erdboden zunimmt und die weiche Strahlung in Seehöhe zum Teil aus Elektronen besteht, die vom Zerfall der Mesonen in größeren Höhen stammen, ist zu erwarten, daß ihr Breiteneffekt in Seehöhe etwas größer ist als der der harten Strahlung. Diese Erwartung wurde durch die Messungen bestätigt.

Im Norden haben Gast und Loughridge (4b) auf einem Wachtschiff zwischen 50° und 68° vom Juli bis Oktober 1940 mit einer gepanzerten Ionisationskammer gemessen und nach Berichtigung in bezug auf Luftdruck- und Temperaturänderungen die Unabhängigkeit der Strahlungsstärke von der Breite in diesem Bereich festgestellt. Dabei benutzten sie einen Temperaturkoeffizienten von — 0,09 bis — 0,11 Proz. je Grad Celsius, der von ihnen auf 14tägigen Reisen zwischen 54° und 62° während mehr als einem Jahre bestimmt worden war (4a).

Jesse, Wollan und Schein (5) haben ihre Höhenmessungen der harten Strahlung mit Registrierballonen unter 40° und 51° N fortgesetzt. Im Gegensatz zu den früheren (6) Ergebnissen fanden sie diesmal keinen Gipfel in der Höhenintensitätskurve, sondern die Koinzidenzzahl nahm bis zur größten erreichten Höhe von etwa 18 mm *Hg* Druck beständig zu und war unter 51° dort 13mal so groß wie am Erdboden. Bei einer Gesamtdicke der *Pb*-Schichten zwischen den Zählrohren von 18 cm war der Breiteneffekt zwischen 51° und 40° gleich 15 Proz. der Intensität unter 51°. Daß der Breiteneffekt der harten Strahlung mit der Höhe zunimmt, wird von Swann (7) darauf zurückgeführt, daß die mittlere Lebensdauer eines Mesons seinem Impulsmoment proportional ist. Infolgedessen zerfallen mehr energiearme Mesonen, ehe sie den Erdboden erreichen, als energiereiche, und die energiearmen sind wegen der Einwirkung des magnetischen Erdfelds in höheren Breiten häufiger als in niedrigeren. Nach Young d. J. (8) ist das mittlere Moment der Mesonen am Äquator 1,5mal so groß wie unter höheren Breiten.

Das Verhalten der Höhenstrahlung bei größeren erdmagnetischen Störungen ist von Hogg (9) mit einer Ionisationskammer am australischen Observatorium Canberra verfolgt worden. Er findet, daß die Intensität in allen Fällen um 0,5–5 Proz. abnahm, die Abnahme aber erst einige Stunden nach Beginn des magnetischen Sturms einsetzte und der Verlauf der Intensitätsänderung im Mittel dem der Störung ähnelte. Dagegen schien nach den Beobachtungen von Duperier (10) am Observatorium London mit einer dreifachen Koinzidenzanordnung bei dem magnetischen Sturm am 1. März 1942 keine Proportionalität zwischen den Änderungen der Strahlungsstärke und des erdmagnetischen Feldes zu bestehen, und die Abnahme der Intensität, welche den hohen Betrag von 12 Proz. erreichte, begann schon etwa eine Stunde vor dem Einsetzen des Sturms. Die Erscheinung wird mit einem sehr kräftigen Sonnenausbruch in Zusammenhang gebracht, der schon am Tage vorher bemerkt worden war und ein Beweis dafür sein dürfte, daß die Sonne einen starken Einfluß auf das Eindringen der Höhenstrahlung in die Erdatmosphäre ausübt.

Der Verlauf der Intensität während des magnetischen Sturms am 1. März 1941 ist in Berlin von Kolhörster (11) untersucht worden, und zwar mit je vier Koinzidenzanordnungen die mit 10 cm *Pb* gefilterte senkrechte Strahlung sowie die ungefilterte, die ungefilterte unter 45° aus den vier Hauptazimuten, schließlich die kleinen und großen Luftschauer. Wird die Änderung der Gesamtstrahlung I_g mit ΔI_g, die der harten I_h mit ΔI_h bezeichnet, so ergab sich $\frac{\Delta I_g}{I_g} : \frac{\Delta I_h}{I_h} = 0{,}798$. Da das Verhältnis $\frac{I_h}{I_g}$ im wesentlichen denselben Wert hat, also $\frac{\Delta I_g}{\Delta I_h} \sim 1$ ist, wird geschlossen, daß die weiche Strahlung selbst vom Erdmagnetismus nicht beeinflußt wird. Die Messungen bei sechs schwächeren magnetischen Stürmen zwischen Januar 1940 und Juli 1941 bestätigten diese Folgerung. Es scheint daher, daß sich die Schwankungen der feldempfindlichen Primärstrahlung nur in den Mesonen der harten Strahlung widerspiegeln, während die Elektronen der weichen Strahlung nicht weit vom Beobachtungsort von einer feldunempfindlichen Strahlung erzeugt werden.

Von Hess und Berry (12) wurde der Zusammenhang der Änderung ΔI der harten Strahlungsstärke I mit der Änderung ΔH der erdmagnetischen Horizontalkomponente H bei dem starken magnetischen Sturm am 18. September 1941 in New York wie üblich durch den Quotienten $\frac{\Delta I}{I} : \frac{\Delta H}{H}$ gemessen. Eine Zählrohrteleskopanordnung mit eingeschobenem *Pb* von 22 cm Dicke ergab ihn gleich $1{,}3 \pm 0{,}6$ mit einem Korrelationskoeffizienten der Zweistundenmittel von $+0{,}5 \pm 0{,}23$, eine gepanzerte Ionisationskammer gleich $0{,}72 \pm 0{,}27$ mit dem Koeffizienten $+0{,}54 \pm 0{,}21$. Bei dem magnetischen Sturm im April 1937 war derselbe Quotient gleich 15 erhalten worden.

2. Tiefenmessungen. Barnóthy und Forró (13) haben ihre Messungen mit Zählrohranordnungen in großen Bergwerkstiefen fortgesetzt, wo die Strahlungsstärke nur noch etwa $^1/_{6000}$ von der in Seehöhe betrug. Die Koinzidenzzahl war während eines Tages nur 4–5, und zur Aufnahme der Absorptionskurve mit *Pb*-Schichten zwischen den Zählrohren waren mehrere tausend Stunden nötig. Außer dem schon früher gefundenen Intensitätsminimum bei einer Absorberschicht von 10 cm *Pb* (14) wurde noch eins bei etwa 42 cm *Pb* erhalten, wenn eine 70 cm dicke Holzschicht über dem obersten Rohr angebracht wurde. Wie der auf das Minimum bei 10 cm *Pb* folgende Wiederanstieg durch eine ionisierende Sekundärstrahlung erklärt wurde, die durch die nichtionisierenden und allein in solche Tiefen vordringenden Neutrinos oder Neutronen der Höhenstrahlung im Erdreich oder im *Pb* erzeugt werden sollte, wird auch das zweite Minimum einer solchen Strahlung zugeschrieben, die aus schweren Teilchen mit einer Reichweite von etwa 40 cm *Pb* besteht und im Holz ausgelöst wird.

Ähnliche Koinzidenzmessungen sind von Nishina und Mitarbeitern (15) in einem Tunnel unter Gestein von 500 m Stärke oder 1400 m H_2O-Wert mit Absorbern bis zu 30 cm *Pb* zwischen den Zählrohren ausgeführt worden, doch haben sie das von Barnóthy bei 10 cm *Pb* beobachtete Minimum nicht erhalten. Die Messungen wurden auch auf die Schauer ausgedehnt. Sie finden die Schauer im Verhältnis zur senkrechten Strahlungsstärke häufiger wie in Seehöhe und vorwiegend von der harten Art, da sie erst von 30 cm *Pb* absorbiert werden. Da die Koinzidenzzahlen dieselben waren, wenn die Absorberschicht über oder zwischen den Zählrohren angebracht wurde, schien die Schauer auslösende Höhenstrahlung auch in dieser Tiefe ionisierend zu sein, im Gegensatz zu der Auffassung von Barnóthy und Forró.

Die Zunahme der Schauer mit der Tiefe im Verhältnis zur Stärke der senkrechten Einzelstrahlen haben auch Hughes und V. C. Wilson (16) festgestellt, indem sie Koinzidenzmessungen in Tiefen von 70 m und 630 m H_2O-Wert vornahmen; doch war das Verhältnis der harten und der sie begleitenden weichen Strahlen in beiden Tiefen dasselbe. In der geringeren Tiefe beobachteten sie mit einer Nebelkammer in einem Magnetfeld vorwiegend ionisierende Strahlen hoher Energie, die von negativen Sekundärelektronen begleitet waren, auch einige große Schauer, doch keine Sekundären einer nichtionisierenden Strahlung. Die in solche Tiefen eindringenden Höhenstrahlen schienen demnach der Hauptsache nach ionisierend zu sein und aus Mesonen oder Protonen zu bestehen.

Im Berlepsch-Schacht des Staßfurter Bergwerks wurden von Osterwisch (154) Messungen mit einem neuartigen Verstärkerstromkreis angestellt und mit entsprechenden über Tage verglichen, um den Nulleffekt von Zählrohren zu bestimmen. Von Höhenstrahlung sind in diesen Tiefen unter 1000 m Wasserwert nur noch Spuren vorhanden, wie Kolhörster (155) 1928 und später mit Koinzidenzanordnungen nachgewiesen hat. Radioaktive Strahlung der Umgebung konnte leicht abgeschirmt werden. Untersucht wurden Zählrohre aus Stahlrohr mit 1 mm Wandstärke und verschiedenen Abmessungen. Die von der Eigenaktivität der Rohre herrührende Reststrahlung ergab sich zu etwa 1,6 Proz. der mittleren Entladungszahl hinter allseitig 10 cm *Pb* bzw. 0,7 Proz. der ungefilterten Gesamtstrahlung an der Erdoberfläche.

3. Natur der Primärstrahlung und Mesonenerzeugung. Um das Wesen der Primärstrahlung zu ergründen, haben Jesse, Schein und Wollan (17) bei ihren Höhenflügen zwischen den Zählrohren der dreifachen Koinzidenzanordnungen *Pb*-Schichten von 4 bis 18 cm Dicke angebracht. In den großen Höhen bis 2 cm *Hg*-Druck erwies sich die Koinzidenzzahl als unabhängig von der *Pb*-Dicke. Damit erschien ausgeschlossen, daß Elektronen mit mehr als 10^9 eV Energie den Hauptbestandteil der Primärstrahlung ausmachen, da in diesem Falle die Intensität infolge des Energieverlustes durch Bremsstrahlung bei Zunahme der Schichtdicke hätte stark zurückgehen müssen. Durch seitlich angebrachte Zählrohre wurde ferner festgestellt, daß nur wenige Prozent der Teilchen von Schauern begleitet waren, und so ihre Verschiedenheit von Elektronen bestätigt. Es wird daher vermutet, daß die Primärstrahlung aus Protonen besteht und die in großen Höhen beobachteten Elektronen sekundär sind. Diese Auffassung von der Natur der Primärstrahlung war

schon vorher besonders von Johnson (18) vertreten worden. Da die Primärstrahlung dann aus Teilchen nur eines Vorzeichens bestehen würde, kann der Einwand erhoben werden, daß in den interstellaren Räumen elektrische Felder zu erwarten wären, für die sonst keine Anhaltspunkte vorliegen. Nach Evans (19) sind diese Bedenken nicht gerechtfertigt. Unter der Voraussetzung, daß der Strom der Teilchen eines Vorzeichens mit der Feldstärke nach dem Ohmschen Gesetz zusammenhängt und der Austausch von Ladungen zwischen einem Stern und seiner Umgebung stationär ist, findet Evans, daß die durch eine primäre Höhenstrahlung nur eines Vorzeichens im interstellaren Raum verursachte Ladungs- und Stromdichte verschwindend klein sein würde. Fängt ferner ein Stern nur solche Strahlung auf, ohne selbst Strahlen zu erzeugen, so dürfte sein Potential 10^{-12} Volt nicht übersteigen; selbst wenn er Höhenstrahlung aussendet, wäre sein Potential nicht höher als etwa 1 Volt zu schätzen. Mit der Erfahrung nicht übereinstimmende hohe Aufladungen erscheinen somit ausgeschlossen.

Von Mohler (20) ist eine ähnliche Rechnung durchgeführt worden, bei der der spezifische Widerstand des interstellaren Raumes mit dem eines ionisierten Gases verglichen und zu 0,2 Ohmzentimeter angenommen wird. Obgleich dieser Widerstand höher wie von Evans angesetzt ist und trotz anderer numerischer Unterschiede wird an dessen Hauptergebnis nichts geändert, daß der interstellare Raum auch bei einer Primärstrahlung nur eines Vorzeichens als ein Gebiet konstanten Potentials anzusehen ist und keine denkbare Energiequelle imstande ist, das Potential eines Sterns um mehr als einige Volt zu erhöhen.

Um zu untersuchen, ob Mesonen auch von ionisierenden Primärstrahlen wie Protonen herstammen können, benutzten Jesse, Schein und Wollan (21) bei einem ihrer Flüge verschiedene Koinzidenzanordnungen, um die Strahlen zu zählen, die 1. durch 18 cm *Pb* gingen, 2. zusammen mit Sekundären austraten und 3. schon nach den ersten 4 cm *Pb* der unterteilten *Pb*-Masse von Sekundären begleitet waren. In einer Höhe von 30 mm *Hg* Druck betrug die Zahl der Teilchen unter 2. 46 Proz. der unter 1. und die der Teilchen unter 3. 15 Proz. der unter 1. Dieses Ergebnis wird so gedeutet, daß 85 Proz. der die 18 cm *Pb* durchdringenden Strahlen nicht Elektronen sein können, da sie sonst in 4 cm *Pb* Kaskadenschauer ausgelöst hätten, und die Sekundären unter 2. Mesonen sind, die in dem Blei von durchdringenden ionisierenden Teilchen, wahrscheinlich Protonen, erzeugt werden. Der hohe Prozentsatz von 46 läßt vermuten, daß von einem Proton mehrere Mesonen herstammen.

Über die Art ihrer Erzeugung haben Carlson und Schein (22) eine modellmäßige Vorstellung entwickelt und rechnerisch ausgeführt. Danach würden die primären Protonen bei Zusammenstößen mit Atomkernen in der obersten Atmosphäre Schauer von Mesonen auslösen, deren Energien sämtlich von derselben Größenordnung sind. Die Zahl n der Mesonen eines solchen Schauers und ihre mittlere Energie soll mit der Energie E_0 des Protons zunehmen, so daß n für $E_0 \sim 10^{10}$ eV etwa gleich 10 ist und bei noch größeren Werten von E_0 konstant wird. Dann steigt die Mesonenintensität vom Atmosphärenscheitel bis zu einem Zwölftel des Gesamtdrucks an und nimmt darauf langsam wieder ab. Wegen der sehr geringen Dichte der obersten Atmosphäre zerfallen dort die meisten Mesonen, ehe sie durch Ionisation gebremst werden, so daß von einem Proton acht bis neun Zerfallselektronen in der oberen Atmosphäre herrühren. Während so die langsameren Mesonen die weiche Strahlung liefern, dringen die schnellen als harte Strahlung bis in das Erdinnere vor. Ob ein kleiner Bruchteil von Elektronen besonders hoher Energie, wie sie zur Erklärung der großen Luftschauer, großen Stöße und Kernzertrümmerungen nötig zu sein scheinen, auch primärer Herkunft ist, bleibt dahingestellt.

Wenn die Protonen in Mesonen zerfallen, sollten außer Paaren von je einem positiven und negativen Teilchen wegen der positiven Ladung der Protonen positive Mesonen im Überschuß auftreten. Dieses Überwiegen der positiven Mesonen in der harten Strahlung war zuerst von Leprince-Ringuet und Crussard (23) durch Nebelkammerversuche festgestellt, darauf von Jones (24) und Hughes (25) bestätigt worden. Jones hatte als Verhältnis der positiven zu den negativen Mesonen 1,29 und Hughes 1,20 gefunden. Von Bernardini und Mitarbeitern (26) ist neuerdings ein anderes Verfahren angewandt worden. Zwischen den senkrecht übereinanderliegenden Zählrohren einer Koinzidenzanordnung waren zwei Eisenplatten nebeneinander angebracht, die durch einen elektrischen Strom magnetisiert werden konnten und durch einen Spalt voneinander getrennt waren, um die Mesonen hindurchzulassen. Durch die Magnetisierung wurde der Öffnungswinkel der Anordnung für die Mesonen des einen Vorzeichens vergrößert, für die des anderen verkleinert. Bei der Umpolung des Stroms vertauschten die beiden Mesonenarten ihre Rolle, so daß aus der Änderung der Koinzidenzzahl auf einen Überschuß der einen Art geschlossen werden konnte. Die Messungen wurden in Seehöhe und 3460 m über

ihr ausgeführt und ergaben als Verhältnis der positiven Teilchen zu den negativen 1,25 und 1,27.

Von Leprince-Ringuet und Mitarbeitern (27) sind die Nebelkammermessungen dieses Verhältnisses wieder aufgenommen worden. Die große senkrechte Ausdehnung der zählrohrgesteuerten Kammer von 75 cm erlaubte genaue Bestimmung der Bahnkrümmung auch bei Teilchen hoher Energie mit einem mäßig starken Magnetfeld von 4000 Gauß. Sie finden in 1000 m Höhe über M. N. den etwas höheren Wert 1,35 für die mit 12 cm *Pb* gefilterte harte Strahlung und schließen, daß auf zwanzig Paare von je einem positiven und negativen Meson durchschnittlich vier überschüssige positive kommen oder ein Proton im Mittel in vier Mesonenpaare und ein überschüssiges positives Meson umgewandelt wird. Doch bleibt die Möglichkeit bestehen, daß die überschüssigen Teilchen Protonen sind.

Für die Entstehung von Mesonenpaaren sprechen einige Versuchsergebnisse. So haben Herzog und Bostick (28) bei einem Fluge in 8800 m Höhe mit einer Nebelkammer in einem Magnetfeld eine Aufnahme mit einem positiven und einem negativen Teilchen erhalten, deren Bremsung in einer dünnen Kupferplatte auf eine Energie von $6 \cdot 10^8$ eV schließen ließ, falls die Teilchen Elektronen wären. Doch war der hieraus berechnete Wert von 28 cm sicher kleiner als der gemessene Krümmungsradius. Dagegen ergab die Rechnung bei Annahme einer Mesonenmasse von 200 Elektronmassen eine Energie von $25 \cdot 10^8$ eV und einen Radius von 350 cm entsprechend der Messung. Von dem Fußende des einen Teilchens im *Cu* ging die Spur eines Teilchens aus, das als Zerfallselektron gedeutet werden konnte. Eine Aufnahme von Powell (29) in 4300 m Höhe enthielt zwei Spuren, welche als die eines Mesonenpaares angesehen werden konnten, das aus einem Photon entstanden zu sein schien. Es würde sich also um eine Materialisation wie bei der Bildung eines Elektronenpaars aus einem Photon handeln. Derselbe Forscher (30) bekam unter 3881 willkürlichen Aufnahmen einer ungesteuerten Kammer mit Querwänden von 1 cm *Pb* eine mit einem Schauer, der durch einen ionisierenden Strahl in einer der Querwände erzeugt wurde. Er enthielt mindestens vier schwere Teilchen und konnte damit erklärt werden, daß ein Proton hoher Energie einen Mesonenschauer auslöst.

Nach Johnson (18) sollte die Breite eines Knies der Breiteneffektskurve diejenige sein, bei der die zur Überwindung des magnetischen Erdfeldes nötige Energie eines Mesons gerade noch ausreicht, damit es die Atmosphäre durchsetzen kann. Dieser Zusammenhang ist von Swann, der gleichfalls als eifriger Anhänger der Hypothese einer primären Protonenstrahlung anzuführen ist (31), weiter entwickelt worden (7). Da ein Meson zum Durchsetzen der ganzen Atmosphäre etwa $1 \cdot 10^9$ eV, ein Proton aber zur Überwindung des Erdfeldes unter der Kniebreite $5 \cdot 10^9$ eV benötigt, schließt er, daß ein primäres Proton durchschnittlich fünf Mesonen erzeugt. Unter der Annahme einer differentiellen Energieverteilung der primären Protonen von der Form Const $\cdot E^{-3} \cdot dE$ berechnet er ihren Breiteneffekt in Seehöhe zu 75 Proz. der Intensität unter höheren Breiten. Der viel geringere Breiteneffekt der harten Strahlung in Seehöhe erklärt sich dann daraus, daß jedes Proton seine Energie im Mittel auf fünf Mesonen verteilt, die Mesonen folglich wie die Protonen unter höheren Breiten durchschnittlich energieärmer sind und deshalb in höherem Maße zerfallen, ehe sie die Erde erreichen, als die unter niedrigen. Auf diese Weise wird auch eine Abhängigkeit des Breiteneffekts von der Höhe über M. N. berechnet, die mit der beobachteten im Einklang ist.

Versuche von Schein und Wilson (32), Schein, Jesse und Wollan (6) hatten die Erzeugung von Mesonen durch nichtionisierende Höhenstrahlen von 6 km Höhe an nach oben wahrscheinlich gemacht. Seitdem sind auch von Rossi und Regener d. J. (33) durch Koinzidenzversuche in 4300 m Höhe Mesonen festgestellt worden, die in 5 cm *Pb* von nichtionisierenden Strahlen ausgelöst wurden und etwa 1 Proz. der aus demselben Raumwinkel überhaupt einfallenden Mesonen ausmachten. Da die auslösende Strahlung durch 2,5 cm *Pb* nur wenig geschwächt wurde, erschienen Photonen ausgeschlossen, wohl aber konnte es sich um Neutronen handeln. Da diese durch Umwandlung von Protonen entstanden sein können, würde der Vorgang wieder auf eine Erzeugung von Mesonen durch Protonen zurückzuführen sein. Zu einem anderen Ergebnis sind Groetzinger, Wollan und Schein (34b) bei ähnlichen Versuchen gelangt, die sie in einem Flugzeug bis zu 9,3 km Höhe ausführten, um die Auslösung von Mesonen in einer 8 cm dicken *Pb*-Schicht durch eine nichtionisierende Strahlung zu prüfen. Sie finden, daß die Entstehung solcher Mesonen hauptsächlich durch Photonen veranlaßt wird und die von anderen nichtionisierenden Teilchen herrührenden Mesonen höchstens 5 Proz. der Gesamtheit betragen.

Nach Hilberry (35a) wird die Protonenhypothese der Primärstrahlung auch durch seine Versuche über die großen Luftschauer bestätigt (siehe weiter unten). Unter Voraussetzung eines primären Energiespektrums Const $\cdot E^{-\gamma} \cdot dE$ je cm² und sec stimmen seine Ergebnisse am besten

überein mit $\gamma = -2{,}75$ und Const $= 5{,}0 \cdot 10^{15}$. Dieses Spektrum wird zur Prüfung einiger Daten verwandt, die Bowen, Millikan und Neher (36) aus ihren Höhenionisationsmessungen berechnet hatten. Für den Bereich von $0{,}67 \cdot 10^{10}$ eV bis $1{,}7 \cdot 10^{10}$ eV hatten diese 0,09 Primärteilchen je cm^2 und sec aus allen Richtungen am Atmosphärenscheitel extrapoliert und $8{,}9 \cdot 10^8$ eV je cm^2 und sec für die Energie der Teilchen mit mehr als $1{,}7 \cdot 10^{10}$ eV. Aus seiner Energieverteilung findet Hilberry durch Integration dieselben Werte. Demnach bewährt sich die von den großen Luftschauern aus dem Energiebereich von 10^{13} eV und darüber abgeleitete Verteilung auch in einem viel tieferen Bereich, was für die Einheitlichkeit der Primärstrahlung spricht. Wenn diese aus Protonen besteht, auf welche auch die großen Luftschauer zurückzuführen wären, könnte ferner der harte Strahlungsanteil der Luftschauer erklärt werden als bestehend aus harten Schauern, die von Mesonen erzeugt werden, in welche die Protonen zerfallen. Solche harten Schauer sind von Cocconi und Mitarbeitern (37) in den großen Luftschauern nachgewiesen worden. Ihr Zustandekommen kann nach Art der gewöhnlichen Kaskadenschauer verstanden werden, wenn man außer der Entstehung von Mesonenpaaren aus Photonen annimmt, daß auch Mesonen bei genügend großer Energie eine Bremsstrahlung aussenden können wie Elektronen. Dafür, daß es sich so bis herunter zu etwa 10^{11} eV verhält, werden die Tiefenmessungen von V.C. Wilson (38) herangezogen. Nach ihnen war die integrale Energieverteilung der harten Strahlung bis zu 250 m H_2O-Werttiefe von der Form Const $\cdot E^{-1{,}77}$, von da ab aber der Exponent $-2{,}52$. Dieser Sprung ist zu erwarten, wenn ein Meson mindestens 10^{11} eV Energie haben muß, um bis zur kritischen Tiefe zu gelangen; denn Mesonen höherer Energie, wie man sie unter ihr nur noch vorfindet, verlieren Energie nicht nur durch Ionisation, sondern auch durch Strahlung.

4. Die Herkunft und Zusammensetzung der weichen Höhenstrahlung ist neuerdings vielfach Gegenstand näherer Untersuchung gewesen. Von Cocconi und Tongiorgi (39) werden drei Anteile der Höhenstrahlelektronen E unterschieden, nämlich einer, R, der direkt von der Primärstrahlung stammt und durch die großen Luftschauer bis in die unteren Luftschichten gelangen kann, der Anteil Z, der vom Zerfall der Mesonen herrührt, und einer, W, der bei der Wechselwirkung zwischen den Mesonen und der von ihnen durchsetzten Materie gebildet wird. Von dem letzten sind besonders die Elektronen der Bhabhaschen Ionisationsschauer zu erwähnen, die von Elektronen der Atomhüllen nach einem engen Zusammenstoß mit Mesonen ausgelöst werden.

Daß R gegen Z nicht vernachlässigt werden darf, haben Bernardini und Mitarbeiter (40) zuerst bemerkt. Sie bestimmten das Verhältnis $\frac{E}{M}$ der Elektronen und Mesonen mit derselben Koinzidenzanordnung in Seehöhe und 2050 m über ihr, indem sie die Koinzidenzen mit und ohne Pb-Schichten zwischen den Zählrohren zählten. Auf der Berghöhe befand sich die Anordnung unter einer Zementschicht, deren Dicke der Luftschicht zwischen den beiden Stufen in bezug auf die Ionisation entsprach. Wenn die weiche Strahlung hauptsächlich aus Z-Elektronen bestünde, sollte $\frac{E}{M}$ in Seehöhe erheblich größer sein als auf der höheren Stufe wegen des Zerfalls der Mesonen zwischen beiden. Doch ergab sich kein merklicher Unterschied, was eben auf einen Ausgleich durch die R-Elektronen zurückgeführt wird. Für die Höhe 2050 m wurde $\frac{M}{R}$ zu etwa 0,2 bestimmt, während $\frac{Z}{M}$ höchstens gleich 0,1 zu sein schien.

Von Cocconi und Tongiorgi wurde $\frac{E}{M}$ ebenfalls mit einer Koinzidenzanordnung gemessen, zwischen deren Zählrohre Pb-Schichten eingeschoben werden konnten. Die Messungen fanden in Seehöhe und 2200 m über ihr statt, indem die Achsenebene der Rohre in verschiedene Zenitwinkel ϑ eingestellt wurde. Dabei wurde angenommen, daß die R-Elektronen bei Neigungen, die einer zusätzlichen Absorption von einigen Metern Wasser entsprechen, verschwinden, die Anteile Z und W dagegen konstant bleiben würden. In der größeren Höhe nahm $\frac{E}{M}$ in der Tat von $\vartheta = 0°$ bis etwa $\vartheta = 60°$ deutlich ab, so daß die allmähliche Absorption von R bestätigt schien. Das Ergebnis wird dahin zusammengefaßt, daß $\frac{E}{M}$ in Seehöhe ungefähr gleich 0,2 und $\frac{R}{M}$, $\frac{Z}{M}$, $\frac{W}{M}$ etwa gleich 0,07, 0,07, 0,05 sind.

Pomerantz (41) verglich die senkrechte Strahlungsstärke unter 1 m Pb mit der schrägen in Luft allein, wobei der Neigungswinkel der Koinzidenzanordnung so gewählt war, daß die Strahlung in beiden Fällen durch Ionisation gleich stark geschwächt wurde. Er findet sie in Seehöhe zusammengesetzt aus $M = (84{,}5 \pm 4{,}8)$ Proz. Mesonen, $Z = (11{,}6 \pm 5{,}4)$ Proz. Zerfallselektronen und $W = (3{,}9 \pm 2{,}3)$ Proz. Bhabhaschen Stoßelektronen und ihren Sekundären.

Wie von Pomerantz wird auch von Siegert (42) der Anteil R der weichen Strahlung in den unteren Luftschichten vernachlässigt. Mit einer Koinzidenzanordnung, zwischen deren Zählrohren *Pb*-Schichten angebracht werden konnten, wurde das Verhältnis $\frac{E}{M}$ in freier Luft zu 0,32 und hinter leichten Stoffen wie Wasser und Kohle zu 0,20 bestimmt. Da der Anteil W der weichen Strahlung nach der Theorie von Bhabha bei leichten Stoffen wie Luft, Wasser, Kohle von der Art des Stoffes unabhängig ist, wird die Differenz der Werte $\frac{E}{M}$ in Luft und unter Wasser oder Kohle als das Verhältnis $\frac{Z}{M}$ betrachtet. Dieses wurde somit zu etwa 0,12 bestimmt.

Ferner hat Clay (43) den Anteil der weichen Elektronenstrahlung an der gesamten Höhenstrahlung in Seehöhe in freier Luft wie unter dicken Schichten verschiedener flüssiger und fester Stoffe gemessen und in Luft gleich 27 Proz., unter Wasser gleich 24 Proz. und unter *Al*, *Fe*, *Pb* gleich 20 Proz., 9,5 Proz. und 4,7 Proz. gefunden. Die kleineren Zahlen für die schweren Stoffe werden mit der stärkeren Absorption erklärt, welche die W-Elektronen in ihnen erfahren; sie sind mit Beobachtungen von Swann und Ramsey (44) im Einklang, daß die Zahl der weichen Sekundärstrahlen im Gleichgewicht mit den erzeugenden primären bei wachsender Atomzahl des durchsetzten Stoffes abnimmt. Da die Beziehung zwischen der Reichweite von Elektronen in Blei und ihrer Energie bekannt ist, gibt die Zahl, die eine *Pb*-Schicht gegebener Dicke gerade noch durchdringen können, zugleich die der Elektronen mit Energien über einem bestimmten Werte an. Folglich läßt sich aus der Absorption der weichen Strahlung in *Pb*-Schichten zunehmender Dicke zwischen den Zählrohren ihr integrales Spektrum herleiten. Ist dieses wie bei der harten Strahlung durch ein Potenzgesetz $I = \text{Const} \cdot E^{-\gamma}$ gegeben so ist γ als Neigung der Geraden in der doppelt logarithmischen Darstellung der Intensität als Funktion der Energie zu gewinnen. Die Meßpunkte lagen bis zur Absorberdicke 8 cm *Pb* entsprechend Energien bis zu $5 \cdot 10^{12}$ eV in der Tat auf einer Geraden und ergaben $\gamma = 0{,}11$. Dieser Energiebereich umfaßt 80 Proz. der Elektronen. Für die mit noch höherer Energie bis zu 10^{15} eV und einer Reichweite von 10 cm *Pb* wurde $\gamma = 0{,}25$ erhalten. Mit Wasser bis 60 cm Schichtdicke ergab sich für Energien bis $3 \cdot 10^{8}$ eV und 40 Proz. der Elektronen insgesamt $\gamma = 0{,}23$. Sie dürften im wesentlichen W-Elektronen sein.

Außer den Bhabhaschen Stoßelektronen mit ihren Sekundären kommen als W-Elektronen nach Heitler (45) noch solche in Betracht, die von Photonen in Kaskadenschauern erzeugt werden. Solche Photonen entstehen, wenn ein positives Meson mit einem Neutron oder ein negatives mit einem Proton zusammenstößt: $Y^+ + N \rightarrow P + h\nu$, $Y^- + P \rightarrow N + h\nu$, oder wenn ein Meson beim Eindringen in einen Kern diesen veranlaßt, außer Protonen und Neutronen auch Photonen auszusenden. Nach einer Zusammenstellung von Trumpy (46) haben außer ihm eine Anzahl von Forschern mit Nebelkammern die Zahl der Sekundären bestimmt, die in verschiedenen Stoffen durch Mesonen ausgelöst werden, und übereinstimmend gefunden, daß diese Zahlen für dünne Schichten mit der Bhabhaschen Theorie im Einklang sind. Es schien daher nicht nötig, einen anderen Vorgang als den der Bhabhaschen Stoßionisation für die Bildung von W-Elektronen anzunehmen. Trumpy (46) hat seine Versuche mit dicken *Pb*-Schichten über der Kammer und zwischen den sie steuernden Zählrohren fortgesetzt, so daß die Hauptspuren in der Kammer sicher solche von Mesonen waren. Gezählt wurden die Sekundärstrahlen, welche die Mesonen in vier dünnen *Pb*-Querwänden der Kammer auslösten. Sie betrugen etwa 17 Proz. der Mesonenhauptstrahlen und schienen aus Bhabhaschen und Heitlerschen Elektronen zu bestehen.

Ähnliche Versuche sind von Stuhlinger (47) ausgeführt worden. Die Strahlen mußten eine Betonschicht von 1 m Dicke durchdringen, bevor sie die von drei Zählrohren unter ihr gesteuerte Kammer erreichten. Die Absorption der aus der Schicht kommenden Strahlen wurde mit *Pb*-Schichten zunehmender Dicke zwischen den Rohren bestimmt. Auf diese Weise wurden zugleich die Mesonen von den sekundären Elektronen getrennt. Diese mit der mittleren Absorptionszahl 1,3 cm^{-1} *Pb* machten etwa 10 Proz. der Gesamtstrahlen aus. Die übrigen waren Mesonen mit dem Koeffizienten 0,004 cm^{-1} *Pb* im Mittel. Etwa 95 Proz. von rund 2000 Aufnahmen enthielten die Spur eines Mesons, das auf dem Weg nach den Zählrohren die Kammer durchsetzte, und ungefähr 10 Proz. von ihnen lösten in einer 9 mm dicken Querwand aus *Pb* oder *Al* ein Elektron, selten auch mehrere aus. Die Zahl war in beiden Fällen fast dieselbe, so daß bei einer massengleichen *Al*-Platte mehr Elektronen zu erwarten waren als bei einer aus *Pb*. Nahezu 20 Proz. der beobachteten Mesonen erzeugten in dem Füllgase selbst ein Elektron. Auch entsprangen einzelne Elektronen oder Paare von ihnen im Füllgase oder in der Querwand getrennt von Mesonenbahnen und wurden offenbar von

Photonen in Begleitung der Mesonen ausgelöst. Auf 100 Mesonen entfielen etwa 40 solcher Photonen. Mit Berücksichtigung des Blackettschen Mesonenspektrums ergab sich auch bei diesen Versuchen die Zahl der sekundären Elektronen als übereinstimmend mit der Theorie der Stoßionisation von Bhabha.

Zählrohrversuche, die von Stuhlinger wie von Clay (siehe oben) und früher von Clay und Duvergé (48), Trumpy und Orlin (49) angestellt wurden, ergaben geringere Zahlen von Sekundärelektronen, was von Stuhlinger damit erklärt wird, daß Elektronen mit weniger als 10^6 eV Energie die benutzten dreifachen Koinzidenzanordnungen nicht mehr durchdringen können. Wie aus den Versuchen mit der Nebelkammer folgte auch aus ihnen, daß in schweren Stoffen wie *Pb* von den Mesonen weniger Elektronen gebildet wurden als in leichten wie *Al*. Obwohl die Theorie von Bhabha eine solche Abhängigkeit von der Atomzahl nicht aufweist, kann sie nach Clay durch die stärkere Absorption erklärt werden (siehe oben).

5. Zahlreich sind auch die neueren Untersuchungen über sekundäre Mesonen. So wurden von Swann und Ramsey (50) mit ihrer großen Koinzidenzanordnung (44) weiter Schauer beobachtet, die von Mesonen ausgelöst wurden und auch Mesonen enthielten, wie daran zu erkennen war, daß diese Teilchen mehrere *Pb*-Platten durchsetzten, ohne Sekundärstrahlen zu erzeugen. Unter 2300 Koinzidenzen waren sechs, bei denen mehr als ein Meson aus einem 18 cm dicken *Pb*-Block über der Anordnung austraten; unter 11000 Koinzidenzen 15, wenn der *Pb*-Block durch einen aus *Zn* ersetzt wurde, und unter 10000 Koinzidenzen 16, als sich die Anordnung unter einer Wasserschicht von mehr als 10 m Dicke befand. Die Auslösung sekundärer Mesonen ist also jedenfalls ein recht seltener Vorgang.

Damy de Souza und Mitarbeiter (51b) haben mit ihrem Koinzidenzapparat wie früher in 800 m über Seehöhe (51a) diesmal in Tiefen von 50–60 m H_2O-Wert Mesonenschauer nachgewiesen, die kaum anders als durch Mesonen erzeugt sein konnten. Ferner haben Johnson, Barry und Shutt (52) mit ihrer großen Nebelkammer 350 Aufnahmen erhalten, auf denen ein Strahl 15 cm *Pb* über der Kammer und noch wenigstens eine *Pb*-Platte in ihr durchsetzte. 10 Proz. von ihnen enthielten nicht nur einen, sondern mehrere solche Strahlen. Doch konnte nicht entschieden werden, ob es sich dabei um ein Meson mit sekundären oder um voneinander unabhängigen Mesonen handelte.

Gleichfalls mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer sind von Wollan (53) in 5000 m Höhe unter 1500 Aufnahmen einige mit Spuren gefunden worden, die von einer Stelle des 15 cm dicken *Pb*-Blocks über der Kammer nach Art der Heisenbergschen Explosionsschauer auszustrahlen schienen. Auf einer war die Zahl der Strahlen zehn, und mindestens fünf waren Mesonen, da sie eine 2 cm dicke *Pb*-Platte ohne merkliche Ablenkung durchsetzten.

Eine zählrohrgesteuerte Nebelkammer wurde auch von Jánossy und Mitarbeitern (54) zur Untersuchung von harten Schauern benutzt. Die Zählrohre waren durch 30 cm *Pb* voneinander getrennt, um gewöhnliche weiche Schauer auszuschließen. Außerdem ließ das Verhalten der Teilchen beim Durchgang durch eine Querwand Mesonen von Elektronen unterscheiden. Die Zahl der Koinzidenzen war nur 8 ± 1 in 100 Stunden. Von 32 Aufnahmen enthielten zwei sicher und drei wahrscheinlich mehr als ein Meson, sechs keines und vier dichte Schauer; 17 waren zweifelhafter Art. Die Strahlen der Schauer waren zu zahlreich und dicht, um ihre Durchdringungskraft festzustellen. Im ganzen aber scheinen harte Schauer nach den Versuchen nicht nur aus Mesonen zu bestehen. Jánossy (55) hat ferner die harten Schauer mit einer Koinzidenzanordnung untersucht, zwischen deren Zählrohren ein *Pb*-Absorber angebracht war. Innerhalb des Absorbers befanden sich acht Zählrohre nebeneinander, deren Ansprechen auf Schauerteilchen photographisch festgehalten wurde, um eine Übersicht der Zahl und Streuung zu gewinnen. Die Zahl der Schauer nahm mit wachsender Absorberdicke bis etwa 15 cm stark ab, von da an viel langsamer und etwa der harten Strahlung entsprechend. Bei 50 cm *Pb* sprachen infolge der geringen Streuung der harten Schauer besonders die mittleren der eingeschlossenen Rohre an. Indem ein 3 m seitlich entferntes Zählrohr in die Koinzidenzanordnung einbezogen wurde, gelang es zu zeigen, daß die ohne Streukörper über ihr beobachteten harten Schauer Teile großer Luftschauer sind.

Clay (56) hat wie Bothe und Schmeiser (57) bei ihren Versuchen zu den harten Schauern eine Koinzidenzanordnung von vier Zählrohren verwandt, deren senkrechter Achsenschnitt ein gleichschenkliges Trapez mit der größeren Parallelseite unten war. Durch Änderung des Abstands der beiden parallelen Seiten wurde auf Schauer kleinerer oder größerer Streuung eingestellt. Über dem unteren Zählrohrpaar wurden *Pb*-Schichten verschiedener Dicke angebracht, um die Durchdringungskraft der Schauer zu messen. Auf diese Weise wurde die Streuung und Härte gewöhnlicher weicher Schauer aus 1,5 cm *Pb* über der Anordnung mit denen von Schauern aus 25 cm *Pb* verglichen. Im Gegen-

satz zu Schmeiser und Bothe ergab sich die Streuung der Schauer aus der dicken Schicht größer und ihre Durchdringungskraft kleiner als die der Schauer aus der dünnen, so daß der zweite Gipfel der Rossi-Kurve weichen Schauern großer Öffnung zugeordnet wäre. Diese schienen aus Mesonen und sekundären *W*-Elektronen zusammengesetzt.

Von Cocconi (58) ist eine Koinzidenzanordnung derselben Art benutzt worden und außerdem eine von ihr gesteuerte Nebelkammer mit Querwänden zwischen den oberen und unteren Zählrohren. Über der Anordnung befand sich ein 15 cm dicker *Pb*-Block; zwei Strahlen, die von der Mitte seiner unteren Fläche aus das linke und rechte Rohrpaar durchsetzten, bildeten im Mittel einen Winkel von 5° miteinander. In 222 Stunden wurden 213 Aufnahmen erhalten, von denen 173 Höhenstrahlspuren aufwiesen. Sieben von diesen enthielten nur einen einzigen Strahl, der durch die Querwände ging, ohne sekundäre zu erzeugen. Auf den übrigen waren Sekundärstrahlen vorhanden, die nach Kaskadenart aus Elektronen oder Photonen entstanden sind. Es wird daraus geschlossen, daß die engen Schauer zumeist aus Elektronen und Photonen bestehen.

Eine Anzahl neuerer Arbeiten handelt von dem zweiten Gipfel der Schauerauslösekurve (Rossi-Kurve), der die Schichtdicke für die größte Häufigkeit der Schauer aus dicken Schichten eines Stoffes bezeichnet. Während er in der bereits erwähnten Arbeit von Clay bei etwa 25 cm *Pb* angegeben und Schauern zugeordnet wird, die weiter streuend und weicher sind wie die zu dem ersten Gipfel gehörigen, haben Messungen von Vos (59) nach dem Verfahren von Bothe und Schmeiser an Schauern aus Kupfer deren Ergebnis bestätigt, daß der zweite Gipfel durch enge Schauer mit Streuung bis zu 6° hervorgerufen wird. Broussard und Graves (60) haben ihn mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer wie bei seiner Entdeckung durch Ackemann bei etwa 17 cm *Pb* erhalten. Die Zahl enger Schauer im Sinne von Schmeiser und Bothe war sehr klein, und der zweite Gipfel schien ihnen hauptsächlich durch zweistrahlige Schauer mit einer Öffnung von mehr als 20° bedingt zu sein. Von Mohr und Stafford (61) ist der zweite Gipfel unter Blei auch mit einer Ionisationskammer nachgewiesen worden. George, Jánossy und McCraig (62) haben die Schauerauslösekurve mit verschiedenen Koinzidenzanordnungen aufgenommen, ohne den zweiten Gipfel finden zu können. Solche negative Erfolge werden von Mohr und Stafford darauf zurückgeführt, daß die Zahl der Koinzidenzen bei den meisten Zählrohranordnungen nicht nur von der Zahl der Schauer abhängt, sondern auch von der Zahl der ionisierenden Teilchen in ihnen. Dieser Umstand fällt bei den wenigstrahligen harten Schauern zu ihren Ungunsten ins Gewicht.

Die Versuche von Rossi, Hsiung und Kulenkampff, bei denen eine *Pb*- oder *Fe*-Schicht abwechselnd über und zwischen den Zählrohren einer Koinzidenzanordnung in Seehöhe angebracht wurde, um einen etwaigen Unterschied der Koinzidenzzahlen festzustellen, hatten bei Maaß den Erfolg gehabt, daß das Verhältnis dieser Zahlen bei etwa 30 cm *Fe* 1,2 war. Während von Arley und Heitler zur Erklärung neutrale Mesonen angenommen wurden, die im Absorber ionisierende Sekundärstrahlen auslösen, hatte Ehmert (63) vermutet, daß die zusätzliche Strahlung mit dem *Fe* über den Rohren aus den im *Fe* ausgelösten harten Schauern bestehen könnte, zumal der zweite Gipfel der Auslösekurve auch bei 30 cm *Fe* liegt. Diese Versuche sind von Nishina und Mitarbeitern (64) wieder aufgenommen worden. Sie verwandten außer der Koinzidenzanordnung mit den Zählrohren (1) und (2), einem Absorber zwischen ihnen und einem Transportblei *B*, das sich abwechselnd zwischen (1) und (2) in der Lage *I* und über ihnen in der Lage *II* befand, noch einen Satz (3) parallel geschalteter Zählrohre über der ganzen Anordnung, der den durch (1) und (2) bestimmten Bündelquerschnitt ausfüllte. Wenn dann die im Falle *II* mehr als in *I* auftretenden ionisierenden Strahlen durch neutrale Teilchen in *B* ausgelöst würden, müßten die zusätzlichen Koinzidenzen nur solche von (1) und (2) sein. Sie waren aber dreifache von (1), (2) und (3). Deshalb wird angenommen, daß sie von Schauerteilchen herrühren, die von ionisierenden Strahlen in *B* ausgelöst werden. Als Bestätigung dafür wird angesehen, daß bei Vermehrung der Absorberdicke ein zweiter Gipfel der Auslösekurve zwischen 15 und 20 cm *Pb* gefunden wurde. Zu ähnlichen Ergebnissen sind Rossi und Mitarbeiter (65) auf Grund von kombinierten Nebelkammer- und Zählrohrversuchen gelangt.

Um festzustellen, ob der von Maaß gefundene zweite Gipfel der Absorptionskurve von Schauern hervorgebracht wird, hat Leisegang (66) zwischen den beiden Zählrohren eine von ihnen gesteuerte Nebelkammer angebracht mit einer Querwand von 1 cm *Pb*, um zu weiche Sekundärstrahlen abzuschneiden. Aber von 900 Aufnahmen unter dicken *Pb*-Schichten wiesen nur drei Strahlenpaare auf, die im Blei entsprangen; die übrigen enthielten nur Einzelstrahlen. Daraus wird gefolgert, daß der Gipfel der Maaßschen Kurve der Hauptsache nach von Einzelstrahlen verursacht wird und demnach

wesentlich verschieden ist von dem zweiten Gipfel der Schauerauslösekurve, obgleich er bei etwa derselben Absorberdicke auftritt. Dann würden aber doch die Maaßschen Sekundären als Einzelstrahlen zu deuten sein, die von nichtionisierenden Strahlen im Absorber ausgelöst werden.

Zu den sekundären Mesonen gehören auch die „langsamen", die nach Bothe von den gewöhnlichen schnellen längs ihrer Bahn ausgelöst werden und durch Nebelkammerversuche von Maier-Leibnitz (67) bekannt geworden sind. Spuren von ihnen waren zusammen mit solchen langsamer Protonen und anderer noch schwererer Teilchen auch auf Nebelkammeraufnahmen von Herzog (68a) in Höhen über 6 km gefunden worden. Bei neueren Flügen in 5000–9000 m Höhe erhielt Herzog (68b) 155 Photogramme mit 51 Spuren langsamer Mesonen und 39 langsamer Protonen. Die Zahl der langsamen Mesonen war etwa 9 Proz. der schnellen Mesonen und Elektronen; eine Aufnahme schien auch einen Schauer langsamer Mesonen zu enthalten. Bei einem folgenden Fluge von Herzog und Bostick (69) wurde der Bruchteil von 9 Proz. in Höhen über 5000 m bestätigt. Bei 602 Entspannungen einer nichtgesteuerten Nebelkammer mit *Pb*-Querwänden bekam Powell (70) in 4300 m Höhe 162 Spuren, die zwei oder mehr Querwände durchsetzten, ohne Sekundärspuren zu erzeugen. Von ihnen wurden 13 langsamen Mesonen und 8 langsamen Protonen zugeschrieben. Jene ionisierten stark unter der letzten durchquerten Platte oder durchsetzten mindestens zwei von ihnen und blieben in der nächsten stecken, ohne vorher stärker zu ionisieren. Dagegen ionisierten die Protonen schon vor der letzten durchsetzten Platte erheblich dichter.

Bei ihren bereits oben erwähnten Koinzidenzmessungen im Flugzeug haben Schein, Wollan und Groetzinger (34a) auch aus der Absorption der Mesonen in 19 und 27 cm *Pb* ihre Energieverteilung in 6,7 km Höhe festzustellen versucht. Danach haben etwa 33 Proz. aller Mesonen in dieser Höhe geringere Energien als $5{,}2 \cdot 10^8$ eV, prozentual also viel mehr als in Seehöhe, wo nach Blackett der Schwerpunkt des Mesonenspektrums bei einigen 10^9 eV liegt. Es wird deshalb geschlossen, daß die Erzeugung von Mesonen nicht auf die obersten Atmosphärenschichten beschränkt ist.

In 4250 m Höhe sind langsame Mesonen von Veksler und Dobrotin (71) nachgewiesen und untersucht worden. Sie benutzten dazu Proportionalzählrohre, von denen nur Teilchen vermerkt wurden, die drei- bis sechsmal so stark ionisierten wie die gewöhnlichen schnellen Mesonen. Sätze von nebeneinanderliegenden und parallelgeschalteten solchen Rohren wurden übereinander in Koinzidenz geschaltet. Die von langsamen Mesonen bewirkten Koinzidenzen können durch dünne Absorberschichten zwischen den Zählrohrsätzen beseitigt und so auch der Zahl nach bestimmt werden. Aus solchen Absorptionsmessungen und der Abhängigkeit der Absorption von der Empfindlichkeit der Rohre wurde ihre Energie zu etwa 10^7 eV gefolgert. Die von 0,5 g je cm² absorbierten langsamen Mesonen machten annähernd 0,1 Proz. der gesamten durchdringenden Teilchen aus. Die Versuche zur Erzeugung sekundärer Mesonen von Rossi und Regener d. J. (33) in 4300 m Höhe wurden bereits oben angeführt. Nebelkammeraufnahmen von Steinmaurer und v. Rüling (72) auf dem Hafelekar in 2300 m Höhe enthielten außer Spuren von Kerntrümmern auch solche, die wesentlich weniger dicht, aber noch mindestens dreimal so dicht wie die der Höhenstrahlelektronen waren und Teilchen von mindestens 100- bis 200facher Elektronenmasse angehören mußten, also wahrscheinlich langsamen Mesonen oder auch langsamen Protonen. Von Bose und Biva Chowdhry (73) werden auch die Höhenstrahlspuren in photographischen Schichten zumeist langsamen Mesonen zugeschrieben. Sie ließen künstlich erzeugte schnelle Neutronen auf die Platten einwirken und verglichen die Spuren der von ihnen erzeugten Rückstoßprotonen mit den Höhenstrahlspuren. Wurde dieselbe Ladung vorausgesetzt, so war bei den Höhenstrahlen auf eine kleinere Masse als bei den Protonen zu schließen, etwa von der Größe der Mesonenmasse. Durch Exposition von Platten in größeren Höhen ohne Filter und unter 20 cm H_2O ergab sich die auslösende Strahlung im Wasser wesentlich stärker geschwächt als in Luft, so daß sie aus Neutronen zu bestehen scheint.

6. Masse und Zerfall der Mesonen. Auf den Platten von Bose und Chowdhry ließ sich der mittlere Kornabstand bei den Spuren der Rückstoßprotonen als lineare Funktion der Teilchenenergie bestimmen, die durch Extrapolation auf die Mesonenspuren übertragen wurde. Aus der mittleren Energie der Mesonen und mittleren Streuung, die sie beim Durchgang durch die photographische Schicht erleiden, konnte dann nach einer Formel von Williams die Teilchenmasse berechnet werden. Die so erhaltenen Werte liegen zwischen 149 und 173 Elektronmassen und ergeben als Mittelwert $160 \pm 4{,}3$.

Von Leprince-Ringuet und Mitarbeitern (74) ist eine Nebelkammeraufnahme zur Bestimmung der Mesonmasse benutzt worden, die den Zusammenstoß eines Mesons mit einem ruhenden Elektron enthielt. Geeignete Aufnahmen eines

solchen Vorgangs sind selten, da die von dem Meson auf das Elektron übertragene Energie genügend groß und die jedes der beiden Teilchen gut meßbar sein muß. Vor den üblichen Verfahren hat dieses den Vorzug, nur die klassischen Gesetze der Erhaltung von Energie und Impuls und der Wirkung eines Magnetfeldes auf ein geladenes Teilchen zu verwenden. Der für die Masse abgeleitete Ausdruck enthält außer der Ladung und Masse des Elektrons, der Lichtgeschwindigkeit und Feldstärke den Krümmungsradius der Elektronenbahn und die größte Breite des von ihr und der gekrümmten Mesonenbahn eingeschlossenen Flächenstücks. Die Ausrechnung ergibt 240 Elektronmassen mit 10prozentiger Genauigkeit in guter Übereinstimmung mit zwei Massenbestimmungen von Anderson und Neddermeyer sowie Corson und Brode.

Zahlreiche Arbeiten handeln weiterhin von den Konstanten des Mesonenzerfalls. Von Euler (75) war das Verhältnis $\frac{Z}{M}$ der Zerfallselektronen zu den Mesonen in einer gegebenen Tiefe unter dem Atmosphärenscheitel durch diese, die mittlere Lebensdauer τ_0 der Mesonen, die kritischen Daten der Kaskadentheorie für Luft und die Mesonenmasse ausgedrückt worden. Unter der Voraussetzung, daß die Höhenstrahlelektronen in Seehöhe im wesentlichen vom Zerfall der Mesonen herrühren, also $\frac{Z}{M} \sim \frac{E}{M} \sim 0{,}20$, war so τ_0 zu $2 \cdot 10^{-6}$ sec berechnet worden. Die oben angeführten Neubestimmungen von $\frac{Z}{M}$ ergaben auf Grund des Eulerschen Verfahrens auch andere Werte von τ_0. So findet Pomerantz (41) mit seinem Wert $\frac{Z}{M} = 0{,}137$ und der Mesonenmasse gleich 200 Elektronmassen $\tau_0 = 6 \cdot 10^{-6}$ sec zwischen den weiten Genauigkeitsgrenzen von $4 \cdot 10^{-6}$ und $12 \cdot 10^{-6}$ sec und entsprechend Bernardini (40) mit $\frac{Z}{M}$ höchstens gleich 0,1 τ_0 gleich mindestens $4{,}4 \cdot 10^{-6}$ sec, Siegert (42) mit $\frac{Z}{M} \sim 0{,}11$ $\tau_0 = 4{,}8 \cdot 10^{-6}$ sec.

Auf andere Weise war τ_0 von Johnson und Pomerantz (76) und von Pomerantz (77) bestimmt worden, indem die Stärke der schrägen harten Strahlung in Luft mit der senkrechten unter einer H_2O- oder Pb-Schicht verglichen wurde. Diese war in bezug auf Absorption durch Ionisation gleichwertig mit der Differenz der von den Mesonen durchsetzten Luftmassen, bevor sie die Koinzidenzanordnung in beiden Richtungen erreichten. Ähnlich haben Barnóthy und Forró (78) die Intensitäten senkrecht und unter dem Zenitwinkel $\vartheta = 20°$ mit einer zweifachen Koinzidenzanordnung gemessen. Zwischen den Zählrohren war zur Beseitigung der weichen Strahlung eine Pb-Schicht von 20 cm Dicke angebracht, außerdem bei $\vartheta = 0°$ über ihnen eine Holzschicht von 79 cm Dicke, um die zusätzliche Absorption in der Luft bei $\vartheta = 20°$ auszugleichen. Aus dem Intensitätsverhältnis $I_0 : I_{20} = 1{,}060 \pm 0{,}002$ wird die mittlere Weglänge L der Mesonen zu 23 km berechnet, in guter Übereinstimmung mit dem Wert 24 km von Blackett und Rossi, Mit einer Energieverteilung der Mesonen der Form Const $\cdot E^{-1{,}7}$, ihrer Masse gleich 140 Elektronmassen und ihrem Energieverlust durch Ionisation von $2{,}4 \cdot 10^6$ eV je cm Normalluft wird dann τ_0 zu $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec ermittelt. Auf ähnliche Weise haben Nikitin und Fedorenko (79) aus $I_0 : I_{45} = 1{,}23$ den Wert $\tau_0 = (2{,}8 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-6}$ sec gefunden, indem sie die Entstehungshöhe der Mesonen wie üblich bei 8 cm Hg Druck und ihre mittlere Energie zu $2{,}8 \cdot 10^9$ eV annahmen.

Außer dem Verfahren, τ_0 aus dem Verhältnis $\frac{Z}{M}$ zu berechnen, war von Euler und Heisenberg noch ein anderes angewandt worden. Es beruhte auf einer Formel [(75), S. 42] für das Mesonenspektrum in gegebener Tiefe unter der Entstehungshöhe, wenn es ursprünglich von der Form Const $\cdot E^{-\gamma}$ war und sich durch Ionisation und Zerfall nach unten änderte. Aus der Formel folgt, daß die Intensitäten der senkrechten harten Strahlung hinter sehr dicken Schichten von Wasser und Luft in einem konstanten Verhältnis stehen, das nach den Messungen von Ehmert etwa 2,1 betrug. Mit diesem Wert wurde die mittlere Lebensdauer τ_0 zu $2{,}7 \cdot 10^{-6}$ sec bestimmt. Ähnliche Rechnungen mit Erweiterung auf schrägen Strahleneinfall sind von Bruins (151) und Wäffler (143) angestellt worden. Bruins findet wie eine Reihe anderer Forscher (siehe weiter unten) $\tau_0 \sim 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec und Wäffler $\tau_0 \sim 2{,}1 \cdot 10^{-6}$ sec in guter Übereinstimmung mit Rossi, Hilberry und Hoag (81), die τ_0 aus Messungen der harten Strahlung in verschiedenen Höhen bis 4300 m bestimmt hatten. Trumpy und v. Ubisch (80) haben die Formel von Euler und Heisenberg mit Rücksicht darauf erweitert, daß die Ursprungschicht der Mesonen bei schrägem Einfall in größere Höhe zu verlegen ist, damit die Primärstrahlung bis zu ihr dieselbe Luftmasse durchläuft. Auf diese Weise haben sie die Energieverteilung in Seehöhe für die Zenitwinkel 0°, 30°, 45° und 60° und für Werte von τ_0 zwischen 2 und 4 μsec berechnet. Die Übereinstimmung mit den Messungen von Rossi, Hilberry und Hoag war am besten, wenn $\tau_0 = 2{,}3$ μsec, mit dem Spektrum von

Blackett, wenn τ_0 zwischen 2 und 2,5 μsec angenommen wurde.

Eine ähnliche Untersuchung wie die von Euler und Heisenberg über das Energiespektrum der harten Strahlung bei zunehmender Tiefe unter dem Atmosphärenscheitel ist von Lyons (89) ausgeführt worden. Mit genauer Berücksichtigung des Energieverlusts durch Ionisation und dem Ansatz $\tau_0 c = 1\text{ km} \cdot \frac{\mu c^2}{10^8\text{ eV}}$ entsprechend $\tau_0 = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$ sec, falls $\mu = 160$ Elektronmassen gesetzt wird, findet er für Tiefen T zwischen 100 und 300 m Wasser die Intensität der harten Strahlung proportional zu $T^{-1{,}042\gamma}$, wo γ der Exponent des integralen Energiespektrums Const $\cdot E^{-\gamma}$ der Mesonen in ihrem Entstehungsgebiet ist. Da Ehmert (152) durch seine Wasserversenkmessungen ein Intensitätsgesetz der Form Const $\cdot T^{-1{,}9}$ erhalten hatte, ergibt sich folglich γ nur wenig kleiner als 1,9.

Eine Bestimmung von τ_0 auf Grund von Intensitätsmessungen in verschiedenen Höhen wie die von Rossi und Mitarbeitern (81) sowie von Nielsen und Mitarbeitern (82) ist von Neher und Stever (83) mit einer Ionisationskammer in zwei Seen vorgenommen worden, die unter derselben magnetischen Breite 305 und 3921 m hoch lagen. Die Messungen wurden in dem höheren See tiefer ausgeführt, z. B. zwei entsprechende in 4,9 m Tiefe des oberen und 1,3 m Tiefe des unteren Sees, so daß der Unterschied von 3,6 m Wasser der Luftschicht zwischen den Seen an g je cm² gleich kam. Aus den Verhältnissen der Strahlungsstärken in je zwei solchen entsprechenden Tiefen wurde τ_0 zu 2,8 μsec und die Mesonmasse zu 160 Elektronmassen berechnet. Cacciapuoti und Piccioni (84) haben die senkrechte harte Strahlung mit einer Koinzidenzanordnung in 2000 und 3500 m Höhe gemessen und die Luftschicht zwischen den beiden Stufen durch einen Absorber über den Zählrohren auf der höheren ausgeglichen. Sie finden $\tau_0 = (2{,}7 \pm 0{,}5)$ μsec. Auf ähnliche Weise sind Koinzidenzmessungen von Bernardini (85) in drei verschiedenen Höhen angestellt worden, die als Mittelwert von τ_0 2,4 μsec lieferten, wenn die Mesonmasse zu 160 Elektronmassen angenommen wurde. Diese Verfahren der verschiedenen Höhenstufen können von einer bestimmten Entstehungshöhe und einem Energiespektrum der Mesonen absehen, da sie mit Energiemittelwerten auskommen.

Während τ_0 die mittlere Lebensdauer eines Mesons im Ruhezustand bedeutet, ist die entsprechende Zeit τ für bewegte Mesonen von ihrer Energie abhängig. Um diese Abhängigkeit zu bestätigen, haben Rossi und Hall (86) Versuche mit Koinzidenzanordnungen und Absorbern an Mesonen mit Reichweiten von 196 und 311 g/cm² ausgeführt. Im Einklang mit der relativen Zeitdehnung ergab sich τ bei der weicheren Gruppe etwa nur $^1/_3$mal so groß wie bei der harten und für Mesonen mit einer Energie von etwa $5 \cdot 10^8$ eV gleich $(2{,}4 \pm 0{,}3)$ μsec. Das dem Verfahren von Bernardini ähnliche von Nielsen und Mitarbeitern hatte einen viel kleineren Wert $\tau_0 = (1{,}50 \pm 0{,}4)$ μsec geliefert, der noch unter dem von Barnóthy und Forró liegt. Ein ähnlicher $\tau_0 = (1{,}5 \pm 0{,}7)$ μsec ist auf andere Weise von Kulenkampff (87) erhalten worden. Bei seiner Kritik der verschiedenen Verfahren wird bemerkt, daß bei der Berechnung der Zerfallskonstanten zumeist der Intensitätsverlust der harten Strahlung in Luft mit dem in dichten Stoffen wie Wasser verglichen wird, und zwar in Luft

a) für zunehmende Schichtdicke bei wachsendem Luftdruck oder bei zunehmender Neigung der zuerst senkrechten Achsenebene einer Koinzidenzanordnung;

b) für abnehmende Schichtdicke bei sinkendem Luftdruck oder indem der Beobachtungsort in größere Höhe verlegt wird.

Da sich der Intensitätsverlust beim Übergang von Luft zu Wasser sprunghaft ändert und für die oberen Wasserschichten wegen des Übergangseffekts nicht sicher zu ermitteln ist, wird eine Vergleichung der Intensitätsverluste in Luft und dichten Stoffen zur Berechnung der Zerfallskonstanten beanstandet und dafür die Intensitätsänderung a) und b) in Luft empfohlen. Dabei wird ein Energiespektrum Const $\cdot T^{-\gamma}$ vorausgesetzt, wo T die Schichtdicke in g/cm² vom Atmosphärenscheitel aus bedeutet. Im Falle a) ist γ aus Neigungsmessungen bekannt und wird gleich 2,1 angenommen; im Falle b) ergibt er sich aus Luftdruckmessungen nach Kolhörster und Matthes (88) zu 1,2. Als verbesserter Näherungswert wird $1{,}02 \pm 0{,}2$ benutzt. Mit einer mittleren Entstehungshöhe der Mesonen von 15 km und einer durchschnittlichen Energie $(1{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^9$ eV folgt dann der bereits angeführte Wert für $\tau_0 = (1{,}5 \pm 0{,}7)$ μsec.

Eine wesentlich von den bisherigen verschiedene direkte Bestimmung der mittleren Lebensdauer von Mesonen ist von Rasetti (90) ausgeführt worden. Mit einer Koinzidenzanordnung wurde ein Mesonenbündel begrenzt, das auf einen *Fe*-Block traf. Unter ihm waren Zählrohre angebracht, um die absorbierten Mesonen festzustellen. Seitlich aufgestellte Zählrohre ließen erkennen, daß ein Teil dieser Absorptionen wieder mit der Emission von Teilchen aus dem Block verbunden war. Die durch sie hervorgerufenen Entladungen waren gegen die der

Rohre über dem Block verzögert, so daß sie als von Zerfallselektronen herrührend betrachtet werden konnten. Trotz ihrer Kleinheit konnte diese Verzögerung gemessen und die mittlere Lebensdauer der abgebremsten Mesonen zu $(3{,}1 \pm 1{,}5)$ μsec bestimmt werden. Eine wiederholte Messung mit noch vervollkommneter Apparatur ergab $(1{,}5 \pm 0{,}3)$ μsec.

Eine direkte Messung dieser Art haben ferner Maze und Chaminade (91) angestellt. Unter zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohren, zwischen denen sich ein *Pb*-Filter befand, brachten sie einen *Al*-Block und seitlich von ihm ein drittes Zählrohr an, das von einem Teil der Elektronen entladen wurde, die von dem Zerfall der im *Al* steckengebliebenen Mesonen herrührte. Mit einer besonderen Einrichtung (92) können die Entladungen der zweifachen Koinzidenzanordnung und des dritten Rohres noch bei einem Zeitunterschied von $5 \cdot 10^{-7}$ sec getrennt und Verzögerungen über dieser Grenze gemessen werden. Auf diese Weise wurde $\tau_0 = (1{,}0 \pm 0{,}3)$ μsec erhalten.

Juilfs (93) hat in Berlin und auf der Zugspitze die Höhenstrahlstärke mit einer Koinzidenzanordnung als Funktion der Richtung und der Dicke einer *Pb*-Schicht zwischen den Zählrohren bestimmt und aus den Ergebnissen, die mit solchen von Auger und Mitarbeitern sowie von Cocconi und Tongiorgi übereinstimmen, die mittlere Weglänge L der Mesonen berechnet. Diese erweist sich in Seehöhe für alle Richtungen ziemlich konstant gleich etwa 35 km, während sie auf der Zugspitze für die fast senkrechte Strahlung viel kleiner, etwa gleich 10 km, ausfällt. Es wird daraus geschlossen, daß in größeren Höhen neben den Mesonen mit $\tau_0 \sim 2$ μsec noch andere mit wesentlich kleinerer Lebensdauer von etwa 10^{-8} sec vorhanden sind, wie von theoretischer Seite schon mehrfach aus anderen Gründen vermutet wurde.

Auch von Opechowski (94) werden die Abweichungen bei den experimentellen Bestimmungen von τ_0 damit erklärt, daß außer den Mesonen mit $\tau_0 \sim 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec in der harten Strahlung noch andere enthalten sind, deren mittlere Lebensdauer aber im Gegensatz zu der Annahme von Juilfs erheblich größer, nämlich $\geqq 10^{-3}$ sec, ist. Sie werden von ihm als quasistabil, die gewöhnlichen als unstabil bezeichnet. Er weist darauf hin, daß die beiden direkten Messungen von τ_0 durch Rasetti, Maze und Chaminade gut mit $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec übereinstimmen, wenn der von Maze und Chaminade angegebene Wert $(1{,}0 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-6}$ sec als $\tau_0 \cdot \ln 2$ gedeutet wird. Diese Messungen haben den Vorzug, nur vorauszusetzen, daß die Mesonen nach Art der radioaktiven Vorgänge zerfallen und ein Zerfallsprodukt ein Elektron ist. Im besonderen sind sie von der Mesonenmasse μ unabhängig. Dagegen liefern die indirekten, auf der anomalen Absorption der harten Strahlung beruhenden Verfahren immer nur Werte für $\frac{\tau_0}{\mu c^2}$. Außerdem erfordern sie die Hinzunahme von Hypothesen, von denen die wichtigsten sind:

A. Die harte Strahlung enthält nur eine Art von ionisierenden Teilchen, nämlich instabile Mesonen, und

B. die Mesonen mit Energien über 10^7 eV verlieren Energie nur durch Ionisation.

Nun ergeben die verschiedenen Bestimmungen von μ für μc^2 Werte zwischen $0{,}75 \cdot 10^8$ eV und $1{,}30 \cdot 10^8$ eV. Mit $\tau_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec wäre also $\frac{\tau_0}{\mu c^2}$ zwischen $1{,}1 \cdot 10^{-14}$ und $2{,}0 \cdot 10^{-14}$ $\frac{\text{sec}}{\text{eV}}$ zu erwarten. Tatsächlich aber zeigt eine von Opechowski vorgenommene Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse, daß fast alle merklich über $2{,}0 \cdot 10^{-14}$ $\frac{\text{sec}}{\text{eV}}$ liegen. Falls diese Unstimmigkeit nicht etwa durch die großen Meßfehler bedingt ist, kann sie nach Opechowski nur darauf zurückzuführen sein, daß die Annahme A nicht zutrifft, da B durch die Erfahrung weitgehend gesichert ist. Läßt man A aber fallen, um außer den instabilen Mesonen noch quasistabile zu berücksichtigen, so wären die experimentellen Werte von $\frac{\tau_0}{\mu c^2}$ gerechtfertigt. Wie aus der Tabelle von Opechowski hervorgeht, sind die in Seehöhe oder wenig darüber erhaltenen Werte im allgemeinen größer als die in größeren Höhen gefundenen, so daß die quasistabilen Mesonen in der Höhe stärker vertreten zu sein scheinen wie in Erdnähe. Damit würde übereinstimmen, daß nach Juilfs (93) Höhenabsorptionsmessungen von Suckstorff (95), Masuch und Juilfs (96) darauf hindeuten, daß ein Bestandteil der harten Strahlung in etwa 2 km Höhe stark abnimmt und verschwindet. Diese Vermutung wird von Opechowski durch einen Vergleich der Messungsergebnisse von Rossi und Hall (86) mit denen von Nielsen und Mitarbeitern (82) bestätigt.

Nach den Nebelkammeraufnahmen von Williams und Roberts (97) haben Williams und Evans (98) zwei weitere erzielt, die als Umwandlung von Mesonen bei ihrem Zerfall in Elektronen gedeutet werden. Um die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines Mesonenbahnendes zu vergrößern, wurde eine mit Argon von 80 Atm. Druck gefüllte Kammer benutzt. Aus den Versuchen wird eine Häufigkeit von $4 \cdot 10^{-7}$

Mesonenbahnenden auf 1 cm Höhenstrahlspur in Luft abgeleitet. Dieser Wert stimmt gut überein mit dem aus der Energie der Mesonen, ihrer Verlangsamung in der Atmosphäre und mittleren Lebensdauer berechneten. Es scheint daher, daß die Mesonen der Hauptsache nach nur durch Zerfall verschwinden. Auch unter den oben erwähnten Aufnahmen von Steinmaurer und v. Rüling (72) befand sich eine dieser Art. Die Spur des stark ionisierenden Mesons war im Magnetfeld von etwa 700 Gauß nicht merklich gekrümmt und reichte bis in die Kammermitte. Nach kurzer Unterbrechung nahm die Spur mit einer Ablenkung von 4° das Aussehen einer Elektronenbahn an.

7. Die Untersuchungen der Hoffmannschen Stöße von Steinke und Schmid (99) sind von Schmid (100) mit der dünnwandigen Druckionisationskammer fortgesetzt worden. Zu diesem Zweck wurden die Größenhäufigkeits- und Auslösekurven für Stöße aus *Pb*, *Fe* und *Al* aufgenommen, die durch Elektrometerausschläge von mindestens 2 mm angezeigt wurden und dem Durchgang von mehr als zehn ionisierenden Teilchen bis zu etwa 145 entsprachen. Bei den Kurven wurde die integrale Darstellung gewählt, als Ordinate also die Häufigkeit aller, eine gegebene Größe oder Teilchenzahl G überschreitenden Stöße, als Abszisse die Größe G bei den Häufigkeitsverteilungskurven und bei den Auslösekurven die Dicke der Streuschicht. Bei den Verteilungskurven tritt ein längeres Mittelstück auf, das in doppelt logarithmischer Darstellung geradlinig verläuft mit einer Neigung, die einer Häufigkeitsverteilung Const $\cdot G^{-3,2}$ entspricht. Eine Verteilung derselben Art war von Montgomery und Montgomery (101) für einen großen Stoßbereich mit dünnwandiger Ionisationskammer gefunden worden. Da die Neigung mit zunehmender Wandstärke rasch kleiner wird, scheint es sich um einen Vorgang zu handeln, der schon nach den ersten Zentimetern Wanddicke unmerklich wird, in diesen aber die Stoßverteilung wesentlich bestimmt. Er besteht wahrscheinlich in der Vervielfältigung von Teilchen der großen Luftschauer, welche die Kammer treffen.

Die Stoßauslösekurve von *Pb* wies einen Gipfel bei 2,25 cm Dicke auf, und bei den größten Stößen des Meßbereichs erschien ein anderer angedeutet. Die Kurven von *Fe* und *Al* besaßen je zwei Gipfel, bei 4,5 und etwa 10 cm *Fe*, 6,5 und etwa 35 cm *Al*. Der erste trat besonders bei kleinen, der zweite bei größeren Stößen hervor. Ein Vergleich mit den Messungen von Nie (102) ergibt Übereinstimmung mit dem zweiten Gipfel der *Fe*-Kurve. Die ersten Gipfel wurden wahrscheinlich nicht von ihm gefunden, weil kleine Stöße bei ihm keine Rolle spielen, während der von ihm bei 4,5 cm *Pb* festgestellte vielleicht den großen Stößen angehört, die außerhalb des Meßbereichs von Schmid liegen. Sie können als identisch mit den ersten Gipfeln der Kurven betrachtet werden, wie sie mit Koinzidenzanordnungen für Schauer aus den betreffenden Metallen bestimmt worden sind. Obgleich ihre Verschiebung für wachsende Stoßgröße nach größeren Schichtdicken, wie schon von Nie, vergeblich gesucht wurde, werden die ersten Gipfel Kaskadenvorgängen zugeschrieben, besonders auch da, wie ein Vergleich der Verteilungskurven für entsprechende Schichtdicken lehrt, die Stöße derselben Häufigkeit im Einklang mit der Theorie bei *Pb* am größten und bei *Al* am kleinsten sind. Da ferner der erste Gipfel der *Pb*-Auslösekurve noch für 10 ostrahlige Stöße zutrifft, mußten diese von Luftschauern verursacht sein, denn ein einzelnes Teilchen könnte sich in so geringer Schichtdicke nicht so stark vervielfältigen.

Die größere Teilchenzahl der Stöße, die den zweiten Gipfel bedingen, und die zugehörigen größeren Schichtdicken weisen darauf hin, daß sie von energiereichen Teilchen größerer Masse, wahrscheinlich Mesonen, ausgelöst werden. Wenn die Ausdehnung der Messungen auf noch größere Stöße das von Nie gefundene Maximum bei 4 bis 5 cm *Pb* bestätigen sollte, würde der zweite Gipfel für *Pb*, *Fe* und *Al* ungefähr bei derselben Massenschicht von 70 g/cm² liegen. Außerdem folgt aus den Messungen, daß bei diesen Stößen die Häufigkeit bei entsprechenden Schichtdicken der drei Metalle fast dieselbe ist, so daß sie vom Stoff unabhängig zu sein scheint. Sie werden als die eigentlichen Stöße betrachtet.

8. Nach den grundlegenden Arbeiten von Auger und Mitarbeitern, Kolhörster und Mitarbeitern sind die großen Luftschauer Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Bei den Versuchen von Kolhörster, Matthes und Weber (103) über die „gekoppelten Höhenstrahlen" hatte ein Koinzidenzverstärker hohen Auflösungsvermögens eine wesentliche Rolle gespielt, der von Weber gebaut worden war und über den er seitdem näher berichtet hat (104). Das Auflösungsvermögen τ dieses Verstärkers kann für zweifache Koinzidenzen auf einen beliebigen Wert zwischen 10^{-3} sec und 10^{-7} sec eingestellt werden. Andererseits kann τ mit dem Verfahren der Zufallskoinzidenzen aus $K_z = 2 N_1 \cdot N_2 \tau$ bestimmt werden, wo N_1 und N_2 die statistisch verteilten Einzelentladungen der beiden Zählrohre und K_z die Zufallskoinzidenzen sind. Wurden die Zählrohre mit genügend weit voneinander entfernten Achsen in horizontaler Ebene angeordnet, so waren nur Zufallskoinzidenzen und folglich Übereinstimmung des bekannten Auflösungsvermögens mit dem aus

der Koinzidenzzahl berechneten zu erwarten. Diese Übereinstimmung war nicht vorhanden, da sich die Zahl der Koinzidenzen als zu groß ergab. Der Überschuß wurde als verursacht durch die großen Luftschauer nachgewiesen. Die Messungen sind in den bezeichneten Arbeiten von Weber im einzelnen auseinandergesetzt [vgl. auch (105)].

Während die Versuche über die gekoppelten Höhenstrahlen mit Zählrohren angestellt wurden, deren Achsen in einer horizontalen Ebene lagen, sind solche Strahlen auch von Matthes (153) mit einer senkrechten Koinzidenzanordnung festgestellt worden. Dazu wurden zwei, drei und vier Zählrohre verwandt, zwischen denen Bleischichten von zusammen 90 cm Dicke angebracht waren. Es zeigte sich, daß die dreifachen Koinzidenzen nur etwa 76 Proz. der zweifachen betrugen und die vierfachen noch weniger. Es wird daher vermutet, daß die Entladungen des obersten und untersten Rohres nicht nur durch Einzelstrahlen verursacht werden, die alle drei Rohre und die 90 cm *Pb* durchsetzen, sondern auch von Strahlen sehr enger und sehr durchdringender Schauer, die das mittlere Rohr nicht treffen.

Die Häufigkeit der großen Luftschauer ist von Hilberry (106) auf verschiedenen Stufen von Seehöhe bis 4300 m gemessen worden. Dazu wurde eine Koinzidenzanordnung von vier Zählrohren unter der Decke eines Fordwagens angebracht, je ein Rohr vorn und hinten und zwei übereinander in der Mitte. Die Kaskadentheorie läßt bei einem in gegebener atmosphärischer Tiefe beobachteten Schauer auf die Energie schließen, die ein Primärteilchen haben muß, um ihn am Atmosphärenscheitel zu erzeugen. Folglich ist die Häufigkeit solcher Schauer in jeder Tiefe ein Maß für die Zahl von Primärteilchen, die am Scheitel mit Energien über einen gewissen durch das Meßgerät und die Tiefe bestimmten Wert einfallen. Die Messungen sind also geeignet, die Kaskadentheorie zu prüfen und das primäre Energiespektrum zu ermitteln. Dazu wurde nach der Theorie die Gesamtzahl der ionisierenden Schauerteilchen in der Tiefe z für ein Primärteilchen der Energie E und mit den Eulerschen Streuungsformeln (107) ihre Verteilung um die Schauerachse berechnet. Mit ihr läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür bestimmen, daß ein Zählrohr gegebener Oberfläche von einem Schauerteilchen getroffen wird, und die mittlere Wahrscheinlichkeit $P_{z,E,r}$ dafür, daß ein Schauerteilchen eine Koinzidenz bewirkt, indem die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Rohre multipliziert werden und über alle Orientierungen der Anordnung das Mittel genommen wird. Diese Rechnung wurde auf den verschiedenen Höhenstufen für die Entfernungen $r = \frac{1}{2}$, 1, 2 bis 5 und bei großen Primärenergien noch für 10, 15 usw. bis 100 m von der Schauerachse ausgeführt. Wenn nun N_E Teilchen der Energie E senkrecht auf den Atmosphärenscheitel je cm² und sec fallen, kann ihr Beitrag zu den

Koinzidenzen $\quad R_{z,E} = N_E \cdot \int_0^\infty P_{z,E,r} \cdot 2\pi r \cdot dr$

durch numerische Integration ausgewertet werden. Bei einem Primärspektrum $dN_E = N_0 E^{-\gamma} dE$ wird dann die gesamte Koinzidenzzahl in der Tiefe z gleich $N_0 \int_0^\infty R_{z,E} \cdot E^{-\gamma} dE$. Auch dieses Integral wurde mit $\gamma = 2{,}5$; 2,6 usw. bis 3,0 numerisch bis $E = 5 \cdot 10^{15}$ eV ausgewertet. Nach der Berücksichtigung der noch fehlenden Koinzidenzen, die von schräg einfallenden Primärstrahlen herrühren, war noch die Konstante N_0 zu bestimmen, welche die Zahl von Teilchen angibt, die je cm², sec und räumlichen Einheitswinkel am Atmosphärenscheitel auftreffen. Sie wurde so gewählt, daß die berechnete Koinzidenzzahl in 4300 m Höhe mit der beobachteten von 24,1 je Stunde übereinstimmte. Mit $N_0 = 5{,}4 \cdot 10^{15}$ und $\gamma = 2{,}75$ sind dann die berechneten Häufigkeitswerte mit den beobachteten im Einklang außer in Seehöhe und dem angrenzenden Höhengebiet. Diese Unstimmigkeit wird auf den Mesonenbestandteil der großen Luftschauer zurückgeführt, der bei ihrer Auffassung als Kaskadenschauer nicht berücksichtigt wird und in größeren Tiefen wegen der geringeren Absorption immer mehr hervortritt.

Auf ähnliche Weise war erklärt worden, daß die Beobachtungen von Auger und Mitarbeitern mit den rechnerischen Ergebnissen von Euler und Wergeland (107) zur Ausbreitung der großen Luftschauer nicht übereinstimmten. Sie sollten im Innern aus Kaskadenelektronen bestehen und am Rande Mesonen mit sich führen. Doch haben neuere Untersuchungen von Hilberry und Regener d. J. (108) gezeigt, daß die Härte der Schauerteilchen von der Mitte der Schauer nach außen abnimmt, und Neuberechnungen von Bethe (109) und Molière (110), die wie bei Euler und Wergeland auf der Streuung der Kaskadenelektronen fußten, haben Übereinstimmung mit der beobachteten Ausbreitung der großen Luftschauer ergeben.

Nach der Kaskadentheorie ist von Daudin (Dissertation Paris) der Photonenbestandteil der großen Luftschauer zu 3—4mal so reich an Strahlen wie der Elektronenanteil berechnet worden, aber ihre mittlere Energie kleiner. Doch erwies sich der Photonenanteil bei Versuchen von Auger und Daudin (111) geringer. Sie ver-

wandten dazu Koinzidenzanordnungen mit weit voneinander abstehenden Zählrohren in waagerechter Ebene, die mit dünnen *Pb*-Schichten umgeben waren. In diesen erzeugten die Photonen Elektronenpaare, die Koinzidenzen hervorriefen und die Koinzidenzzahl ohne die *Pb*-Blätter vermehrten. Nach Daudin und Fréon (112) kann der beobachtete Fehlbetrag dadurch erklärt werden, daß die Photonen in der Luft stärker streuen wie die Elektronen. Dies wurde durch Vergrößerung der Panzerungsfläche bestätigt, indem statt der *Pb*-Blätter große Hohlzylinder um die Zählrohre verwandt wurden. Da nun auch Photonen durch Sekundärelektronen vermerkt wurden, die sonst an den Rohren vorbeigegangen wären, nahm die Koinzidenzzahl in der Tat beträchtlich zu. Im großen und ganzen bestätigten die Versuche die Kaskadentheorie für die Strahlung mittlerer Energie in den großen Luftschauern.

Doch sind eine Reihe von Forschern zu einer weniger einfachen Ansicht von der Entstehung und dem Aufbau dieser Schauer gekommen. Hierher gehören Untersuchungen von Kolhörster (113) auf Grund von Messungen im Dahlemer Institut. Dazu diente eine Koinzidenzanordnung von drei je 90 cm langen Zählrohren, die von den Ecken eines waagerechten gleichseitigen Dreiecks mit der Seitenlänge 5 m in Richtung der Mittellinien ausgingen. Durchschnittlich wurden sechs Koinzidenzen je Stunde gezählt. Es wurden daher Dreistundenmittel über die sieben Sonnenrotationen der Versuchszeit gebildet und mit dem Luftdruck und der Temperatur korreliert. Durch Summierung der Tagesverläufe sämtlicher Rotationen ergab sich eine Kurve nach MEZ. mit einem Gipfel am Mittag und einem zweiten zwischen 18 und 21 Uhr. Da sich die Luftdruckschwankungen in diesen Halbjahrsmitteln im wesentlichen schon aufhoben, stellt dieser Tagesverlauf fast allein die Abhängigkeit der Schauerhäufigkeit von der Temperatur dar. Ihre Ausgeprägtheit wird so gedeutet, daß die am Erdboden beobachteten großen Luftschauer der Hauptsache nach aus den Luftschichten stammen, die den Tagesgang der Bodentemperatur noch mitmachen, also aus den ersten Höhenkilometern. Im Gegensatz zu dem absolut viel kleineren Temperatureffekt der senkrechten Strahlung ist der Effekt der großen Luftschauer positiv und kann nicht durch die verschiedene Entfernung der Mesonenursprungsschicht vom Erdboden erklärt werden wie jener. Vielleicht ist er ein Absorptionseffekt und durch Strahlen geringer Energie in den Schauern bedingt, die in Begleitung von Mesonen in den bodennahen Luftschichten auftreten.

Geiger und Stubbe (114) haben fünf große Zählrohre längs eines waagerechten Kreises in gleichen Abständen und ein sechstes in der Mitte angebracht. Die Koinzidenzen wurden für die fünf äußeren Rohre wie für alle sechs gezählt. Der Kreisdurchmesser war mit entsprechender Änderung der Rohrgröße 2–18 m. Aus den Zahlen der fünf- und sechsfachen Koinzidenzen und ihrem Verhältnis konnte auf die Größe und Häufigkeit der Schauer geschlossen werden. Danach enthielt ein solcher im Mittel 86000 ionisierende Strahlen, deren Hälfte in einem Kreise mit 15 m Radius um die Schauerachse und 99 Proz. in einem Kreise mit 40 m Radius eingeschlossen waren. Als mittlere Dichte im inneren Kreise ergab sich 60 je m², in der Mitte etwa 100 je m², als Zahl der Schauer im Mittel 0,006 je Stunde und m², und mehrere tausend von ihnen mußten in der Stunde auf 1 km² der Erdoberfläche fallen. Die Dichte nimmt von der Schauermitte nach außen annähernd nach einer Gaußschen Fehlerkurve ab, besitzt aber außerdem zahlreiche eng begrenzte Häufungsstellen, wo die Dichte den Durchschnitt erheblich übertrifft. Sie werden dadurch erklärt, daß besonders energiereiche Strahlen von Sekundären begleitet sind, was mit der Kolhörsterschen Auffassung im Einklang ist.

Zu einer ähnlichen Vorstellung von der Struktur der großen Luftschauer ist ferner Clay (115) gelangt. Er benutzte eine Koinzidenzanordnung von $n = 3$ Gruppen zu je $m = 1$–4 parallel geschalteten Zählrohren, deren Achsen in derselben waagerechten Ebene lagen. Aus dem Verhältnis der Koinzidenzzahlen mit $m = 1$ und einem größeren m kann dann die Strahlendichte berechnet werden. Sie ergab sich für $m = 1$ und $m = 4$ zu $N_4 = 57$ je m², für $m = 1$ und $m = 3$ zu $N_3 = 73$ je m² und für $m = 1$ und $m = 2$ zu $N_2 = 107$ je m². Je mehr Rohre also zu einer Gruppe zusammengeschaltet wurden, desto kleiner wurde N gefunden. Deshalb wird angenommen, daß die Elektronen in Bündeln ankommen. Die Dichte der Bündel als Funktion ihrer Entfernung r von der Schauerachse wird durch $190 \cdot e^{-0{,}15\,r}$ dargestellt, so daß die Dichte in der Mitte 190 je m² durchschnittlich beträgt. Die Strahlenzahl eines Bündels wird im Mittel zu 5,3 bestimmt. Daß diese Bündelung nur die Elektronen betrifft und nicht die Mesonen des Schauers, wurde ähnlich, aber mit anderer Anordnung der Zählrohrgruppen gezeigt. Die vier Gruppen *a*, *b*, *c*, *d* zu je vier Rohren lagen nun nicht mehr nebeneinander, sondern *b* unter *a* und *d* unter *c* durch je 10 cm *Pb* getrennt. Dann konnten vierfache Koinzidenzen nur mehr zustandekommen, wenn mindestens je ein Meson durch *a* und *b* wie durch *c* und *d* ging. Die Koinzidenzen wurden nun immer mit vier Rohren

in b und d, aber auch mit je zwei oder einem Rohr in a und c gezählt. Doch hatten die so erhaltenen Dichten denselben Wert und gaben keinen Anhalt für eine Bündelung. Die Mesonendichte in der Mitte wurde gleich etwa 40 je m² gefunden und ihre Gesamtzahl im Mittel zu 1770. Die Dichte der Elektronenbündel war in einigem Abstand von der Schauerachse etwa dieselbe wie die der Mesonen. Auf Grund dieser Ergebnisse wird vermutet, daß die großen Luftschauer ursprünglich aus Mesonen bestehen, die erst in der Atmosphäre die begleitenden Elektronen erzeugen.

Auch Gorodetzki und Mitarbeiter (116) haben aus Koinzidenzversuchen in 1000 und 2500 m Höhe gefolgert, daß nur verhältnismäßig wenig Elektronen der großen Luftschauer durch Kaskadenbildung aus energiereichen Elektronen oder Photonen entstanden sind, die aus den obersten Atmosphärenschichten stammen oder vielleicht primär sind. Die große Mehrzahl sind Sekundäre von Mesonen. Wie bei den Versuchen von Auger und Daudin waren die mit Panzerung der Zählrohre festgestellten Photonen viel spärlicher als nach der Kaskadenlehre zu erwarten.

Von Clay (115) sind die Photonen in den großen Luftschauern dadurch nachgewiesen worden, daß über die Zählrohre eine *Pb*-Schicht von $^1/_2$ cm Dicke gelegt wurde. Die Vermehrung der Koinzidenzen entspricht dann der von Auger und Daudin gefundenen und wird so gedeutet, daß die Photonen in den Schauern ein- bis sechsmal so zahlreich sind wie die geladenen Teilchen.

Die Versuche von Cocconi und Mitarbeitern (37) zum Nachweis von Mesonen in den großen Luftschauern wurden in 2200 m Höhe mit Koinzidenzanordnungen ausgeführt, deren Zählrohre zum Teil gepanzert waren, zum Teil nicht. Dabei wurden die Koinzidenzen der ungepanzerten Rohre gezählt, die nicht mit solchen der gepanzerten zusammenfielen und folglich von Elektronen herrührten, und die aller Rohre zusammen. Daß die durchdringenden Teilchen, die an der Entladung aller Rohre beteiligt sein mußten, wirklich Mesonen sind, wurde auch daraus geschlossen, daß die Häufigkeit der Schauer bei der Panzerung von 10 cm *Pb* aufwärts bis 20 cm fast dieselbe blieb. Das Ergebnis wird dahin zusammengefaßt, daß in den großen Luftschauern ausgedehnte, mit Elektronenschauern verbundene Mesonenschauer vorhanden sind.

Bei den Versuchen von Clay hatte sich die Häufigkeit der großen Luftschauer bei einem Abstand der Zählrohranordnungen $\binom{a}{b}$ und $\binom{c}{d}$ von 1 bis 1,9 m zu 2,4 bis 1,4 je Stunde ergeben. An derselben Stelle waren früher 2,7 Hoffmannsche Stöße je Stunde in einer großen Ionisationskammer beobachtet worden. Als weitere Bestätigung für die Vermutung, daß die großen Stöße durch die großen Luftschauer hervorgerufen werden, wird festgestellt, daß die Häufigkeit beider Erscheinungen mit zunehmender Tiefe unter Atmosphärenscheitel ungefähr in demselben Maße abnimmt, wie aus den Stoßmessungen von Montgomery und Montgomery (117) bis zu 4300 m Höhe und den Luftschauerzählungen von Hilberry (106) bis zu derselben Höhe folgt. Der vermutete Zusammenhang ist noch durch andere Versuche von Clay und 'T Hooft (118) geprüft worden. Sie fanden, daß Stöße in zwei benachbarten Kammern gleichzeitig auftraten und die Zahl dieser Koinzidenzen mit der Stoßgröße prozentual zunahm. So waren von 353 Stößen mit mehr als 34 Teilchen in der größeren der beiden Kammern 33 von Stößen in der kleineren begleitet, von Stößen mit mehr als 112 Teilchen 13 von 38. Als Erklärung wird angenommen, daß in den selteneren Fällen, wo sich die größere Kammer nahe der Mitte eines Schauers befindet, der in ihr erzeugte Stoß strahlenreicher und die Wahrscheinlichkeit größer sein wird, daß der Schauer auch in der benachbarten Kammer einen Stoß auslöst. Das gleichzeitige Auftreten von Luftschauern mit den Stößen wurde dadurch gezeigt, daß eine Koinzidenzanordnung von vier Zählrohrgruppen hinzugenommen wurde, von denen je eine über und unter jeder Kammer angebracht war. Dann fanden z. B. drei der vier größten Stöße in der größeren Kammer mit Koinzidenzen gleichzeitig statt. Ferner wird darauf hingewiesen, daß das integrale Stoßspektrum, nämlich die Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit von der Stoßenergie, von derselben Form Const $\cdot E^{-1,9}$ oder mit etwas größerem Exponenten ist wie das integrale Energiespektrum der Mesonen nach den Stoßmessungen von Montgomery und Montgomery (101), Sittkus (119), Schein und Gill (120) sowie von Schmid (100). Dies ist zu erwarten, wenn die Stöße von den großen Luftschauern erzeugt werden und diese aus Mesonen bestehen, die von Elektronenbündeln begleitet werden.

9. Korff (121) hat die Messungen von Neutronen in der Höhenstrahlung fortgesetzt. Bei Aufstiegen in die Stratosphäre wurde mit Proportionalzählrohren in einer Höhe von 2 m H_2O-Druck als Neutronendichte $(1 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ je cm³, als Strom schneller Neutronen (5 ± 2) je cm² und sec und als Strom langsamer $(1{,}4 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-3}$ je cm² und sec gefunden. Die Entladungen der Rohre, die zur Messung der schnellen Neutronen bestimmt waren, rührten außer von den durch diese erzeugten Rückstoßkernen von anderen stark ionisierenden Teilchen,

meist Protonen, her, deren Strom gleich etwa 10^{-3} je cm^2 und sec war. Daraus folgte, daß in der Höhe 2 m H_2O-Druck Protonen etwa in demselben Maße von der Höhenstrahlung erzeugt werden wie Neutronen, nämlich etwa $5 \cdot 10^{-2}$ je g und sec. Die Energieverteilung, der Strömungsbetrag und die Abhängigkeit von der Höhe lassen vermuten, daß Neutronen und Protonen bei denselben Vorgängen entstehen, die mit der weichen Strahlung zusammenhängen. Die Zunahme der stark ionisierenden Teilchen mit der Höhe war wie bei der weichen Strahlung etwa Verdopplung je m H_2O-Druckabnahme.

Von Korff (122) ist ferner das Vorkommen von Neutronen in Schauern untersucht worden. Die Schauer wurden in einer 5 cm dicken *Pb*-Platte ausgelöst und mit einer Koinzidenzanordnung unter ihr beobachtet. Diese enthielt 25 Zählrohre in waagerechter Ebene und war so eingerichtet, daß eine Koinzidenz durch die Entladung von mindestens zwei Rohren angezeigt wurde. Zur Neutronenzählung diente ein mit BF_3 gefülltes Proportionalrohr, das in 7 cm Paraffin eingeschlossen war. Die Zahl der gleichzeitigen Entladungen des Neutronenrohrs und der Koinzidenzanordnung ergab, daß von allen Schauern mit mindestens zwei Strahlen etwa 1 Proz. von der Erzeugung eines Neutrons begleitet waren. Ungefähr denselben Bruchteil hatten Anderson und Neddermeyer an Protonen auf Nebelkammeraufnahmen von Schauern beobachtet.

Von Schopper und Schopper (123) sind weitere Versuche zur Kernzertrümmerung durch Höhenstrahlen mit photographischen Schichten in verschiedenen Höhen, besonders mit Registrierballonen in der Stratosphäre angestellt worden. Die Platten waren dabei teils senkrecht und teils waagerecht mit einem Thermo- und Barograph in einer kleinen Gondel untergebracht. In 14–22 km Höhe wurde bei mehrstündiger Exposition eine große Zahl von Einzelspuren energiereicher Teilchen und Zertrümmerungssternen erhalten, von denen einer die größte bis dahin beobachtete Zahl von 14 Strahlen besaß. Die Reichweiten der Teilchen in der Schicht lieferten ein Maß für ihre Energien, das für α-Teilchen und Protonen aus den Reichweiten bei bekannten Vorgängen ausgewertet werden konnte. Wie aus der Ionisationsdichte der Spuren in Nebelkammern kann bei den Spuren in photographischen Schichten aus der Korndichte auf die Art der Teilchen geschlossen werden, so daß ein Teilchen durch seine Reichweite und den mittleren Kornabstand seiner Spur nach Energie und Art bestimmt werden kann. Die Gesamtenergie einer Zertrümmerung wurde so aus ihrem Stern bis zu 10^8 eV erhalten und ist mit Rücksicht auf die ausgeschleuderten Neutronen, die keine Spuren hinterlassen, noch bedeutend höher zu schätzen.

Stetter und Wambacher (124) haben in ähnlicher Weise an 154 Kernzertrümmerungen in photographischen Schichten an den dabei auftretenden Protonenspuren Energien bis zu $9 \cdot 10^7$ eV festgestellt. Ferner wurden Platten in sechs verschiedenen Höhen unter möglichst gleichen Bedingungen exponiert und so eine starke Zunahme der Zertrümmerungssterne mit der Höhe gefunden. Auch schien die Energie und Zahl ihrer Strahlen mit der Höhe anzusteigen. Die Einzelspuren dieser Platten sind von Widhalm (125) bearbeitet worden. Wie bei den Sternen war die Zunahme mit der Höhe beträchtlich, einem großen Absorptionskoeffizienten 0,12 bis 0,13 cm^{-1} *Hg* der auslösenden Strahlung entsprechend. Aus der Korndichte der Spuren wurde geschlossen, daß sie zumeist von Protonen herstammen und nur zum kleinen Teil von α-Teilchen. Eine ausgezeichnete Richtung war nicht zu erkennen, und sie schienen von Zertrümmerungen außerhalb der Platten herzurühren.

Diese Vermutung ist durch Untersuchungen von Bagge (126) bestätigt worden. Wegen ihrer großen Reichweite in Luft können die energiereichen schweren Teilchen auch in größerer Entfernung von ihrem Ursprung beobachtet werden. Nach den Messungen von Stetter und Wambacher nehmen ferner die Zertrümmerungssterne mit der Höhe in demselben Maße zu wie nach Widhalm die Protoneneinzelbahnen, und zwar stärker wie die Gesamtstrahlung. In derselben Weise verhalten sich die Neutronen und großen Stöße, so daß alle diese Erscheinungen eine gemeinsame Ursache in der weichen Strahlung zu haben scheinen. Auch die Energieverteilung stimmt für große Energien bei den von Wambacher und Stetter beobachteten Protonen der Sterne mit der von Widhalm an den Einzelbahnen festgestellten überein. Die Abweichungen bei niedrigen Energien werden dem Umstand zugeschrieben, daß sich die „Einser"- und „Zweier"-Zertrümmerungen meist der Beobachtung entziehen. Die Einser, bei denen durch einen Strahl nur ein Teilchen aus einem Kern geworfen wird, sind in der Plattenschicht nicht von den Rückstoßprotonen schneller Neutronen zu unterscheiden und die Zweier leicht mit geknickten Einzelbahnen zu verwechseln. Mit Berücksichtigung dieser Fehlerquellen können die beobachteten Einzelbahnen auf Kernzertrümmerungen zurückgeführt werden, und bei den in der unteren Atmosphäre gelegentlich gefundenen Protonen ist nicht nötig, anzunehmen, daß sie primär sind und aus dem Weltraum kommen.

Shdanow (127) hat mit besonderer photographischer Emulsion nicht nur die Spuren von α-Teilchen und Protonen, sondern auch die von langsamen Mesonen unterscheiden können. 90 Proz. der von ihm beobachteten Zertrümmerungen traten als Sterne mit willkürlich verteilten Strahlen auf, deren Zahl bis zu 27 betrug. Als Höchstzahl der Zertrümmerungen wurde in Seehöhe auf 1 cm² der Platten je Stunde $8 \cdot 10^{-3}$ festgestellt, in 5000 m Höhe eine etwa 50mal so große.

Wie bereits oben erwähnt, sind die Kernzertrümmerungen von Steinmaurer und v. Rüling (72) in 2300 m Höhe mit einer Nebelkammer untersucht worden. Da nach Wambacher die Häufigkeit der Zertrümmerungen in dieser Höhe nur 1,4 je cm³ Normalluft und Tag ist, wurde eine „langsame" Kammer benutzt, bei der durch eine Nachentspannung eine bis 20mal so große Empfindlichkeit erreicht wird wie bei einer gewöhnlichen. Unter 2000 Aufnahmen befanden sich sechs mit Spuren stark ionisierender Teilchen; drei von ihnen enthielten Zweiersterne, und zehn Einzelspuren schienen von Zertrümmerungen außerhalb der Kammer herzustammen.

Nach Euler (128) werden nur die größeren Stöße in ungepanzerten Ionisationskammern durch die großen Luftschauer verursacht, die kleinen dagegen durch die starke Ionisation schwerer Teilchen, die durch Kernzertrümmerungen in der Wand ausgelöst werden. Diese Auffassung ist von Hoffmann (129) durch Versuche mit Ionisationskammern bestätigt worden. Auch er kommt zu dem Ergebnis, daß die Stöße im wesentlichen durch Luftschauer erzeugt werden, zum Teil aber auch durch die Ionisation von Protonen und anderen schweren Kerntrümmern. Bei den kleineren Stößen überwiegt dieser Anteil.

10. Richtungsmessungen der Höhenstrahlung sind neuerdings wieder von Cooper (130) in den acht Hauptazimuten vorgenommen worden. Er benutzte eine dreifache Teleskopanordnung von Zählrohren, deren Achsenebene von 5 zu 5° aus der senkrechten Stellung bis zum Zenitwinkel $\vartheta = 45°$ geneigt wurde. Als größte Abweichungen von der Proportionalität zu $\cos^2 \vartheta$ ergaben sich 2–3 Proz. der nach diesem Gesetz berechneten Strahlungsstärke, die ungefähr bei $\vartheta = 7°$, 20° und 37° auftreten und annähernd symmetrisch um den Zenit verteilt sind. Wie von Schremp (131) zuerst vermutet, sollen sie eine Feinstruktur des Primärstrahlenspektrums andeuten, die aus Banden bei gewissen Energien besteht. Diese Vermutung schien sich durch Messungen von Schremp und Banos d. J. (132) in Columbia (Seehöhe) und dem 2000 m hoch gelegenen Mexiko-Stadt zu bestätigen, da sie die Abweichungen bei solchen Neigungen ergaben, für welche die durchsetzte Luftschicht in beiden Höhen ungefähr dieselbe war ($h_1 \sec \vartheta_1 = h_2 \sec \vartheta_2$). Zur Prüfung haben Cocconi und Tongiorgi (133) Koinzidenzversuche angestellt, bei denen die vermeintliche Bandenstruktur durch Absorptionsmessungen in dichten Stoffen nachgewiesen werden sollte. Entsprechend den Abweichungen vom $\cos^2 \vartheta$-Gesetz bei 7°, 20° und 37° waren dann Unregelmäßigkeiten in der Absorptionskurve bei Schichtdicken von etwa 35, 40 und 65 cm *Pb* zu erwarten, die aber nicht festgestellt werden konnten.

11. Nach Blackett wird der Temperatureffekt der Höhenstrahlung durch die Hebung oder Senkung der Ursprungsschicht der Mesonen bei Erwärmung oder Abkühlung der Atmosphäre bewirkt. Diese Auffassung ist von Beardsley (134) an Hand von Ergebnissen von Radiosondenaufstiegen einer Wetterstation, die sich über 123 Tage von 1939 erstreckten und fortlaufenden Aufzeichnungen zweier Höhenstrahlungsstationen in den USA. und Mexiko geprüft worden. Er findet, daß die Annahme von Blackett zumindest in erster Näherung richtig ist und wahrscheinlich noch besser stimmen würde, wenn man berücksichtigte, daß die Mesonen nicht alle in derselben Höhe entstehen. Nach Arakawa (135) ist die Höhe der Ursprungsschicht, wenn diese nach 8 cm *Hg* Druck verlegt wird, auf Grund der üblichen meteorologischen Annahmen 15800 m und wächst um 66 m bei einer Zunahme der mittleren atmosphärischen Temperatur um 1° C und um 9 m bei einer Vermehrung des Bodendruckes um 1 mm *Hg*.

Der von Blackett vorausgesagte Luftmasseneffekt oder Einfluß der Verteilung verschieden warmer Luftmassen über dem Beobachtungsort auf die Höhenstrahlung ist von Gast und Loughridge (4a) weiter bestätigt worden. Nach den Aufzeichnungen einer mit 12 cm *Pb* gepanzerten Ionisationskammer nahm die Intensität beim Vorüberziehen von 17 Kaltluftfronten durchschnittlich um 1 Proz. zu, bei sechs Warmluftfronten um 0,7 Proz. ab. Mit einer ähnlich gepanzerten Kammer haben Nishina und Mitarbeiter (136) die Wirkung von Taifunen beobachtet, die in etwa 400 km Entfernung an Tokio vorbeizogen. Bei einem von ihnen sank die Strahlungsstärke während einiger Tage bis zur größten Nähe am Beobachtungsort und stieg nachher auf einen Wert an, der 10 Proz. über dem anfänglichen lag. In diesem Falle wurde über Tokio tropische Luft schnell nach Norden befördert.

Die Untersuchungen von Kolhörster (137) über den Zusammenhang der Höhenstrahlung mit Luftdruck und Temperatur sind von Göttlicher und Dittrich (138) mit der Kolhörsterschen Doppelkoinzidenzanordnung fortgesetzt und bestätigt worden. Als Mittelwerte des Luftdruckkoeffizienten ergaben sich — 2,17 Proz. und — 1,82 Proz. je cm *Hg* für die beiden Anordnungen. Die Korrelation der Intensität mit der Temperatur war beträchtlich geringer; als Mittelwerte des Temperaturkoeffizienten wurden — 0,12 Proz. und — 0,17 Proz. je Grad C erhalten.

Über die von Kolhörster in Dahlem zuerst verwandte Doppelkoinzidenzanordnung sind von Dittrich (139) Untersuchungen angestellt worden. Eine solche Anordnung besitzt vier übereinander angebrachte Zählrohre, von denen das oberste als erstes mit dem dritten sowie das zweite mit dem vierten in Koinzidenz geschaltet sind. Die beiden Zweifachanordnungen kontrollieren sich gegenseitig. Weichen die Angaben der einen von denen der anderen erheblich ab, so kann man auf Veränderungen in einer von beiden schließen und Abhilfe schaffen. Zur Verarbeitung benutzt man die Angaben der ungestörten Anordnung, und die Aufzeichnungen erleiden so keine Unterbrechung. Während zuerst die vier Zählrohre außer gleicher Länge auch gleichen Durchmesser hatten (zylindrische Anordnung), verkleinerte später Kolhörster den Durchmesser der beiden inneren Rohre, so daß der Öffnungswinkel beider Anordnungen derselbe war (konische Anordnung). Auf Grund der Zählrohrtheorien von Tuwim und Jánossy hat Dittrich gezeigt, daß die konische Anordnung der zylindrischen überlegen ist. Denn es gehen bei jener prozentual mehr Strahlen, welche die eine Anordnung treffen, auch durch die zweite. Eine zylindrische Doppelkoinzidenzanordnung kann dadurch gekennzeichnet werden, daß die vier Zählrohre zwei gemeinsame äußere Tangentialebenen besitzen, während die vier Rohre einer konischen zwei innere gemeinsame Berührungsebenen haben. Von Dittrich ist schließlich gezeigt worden, daß es eine „mittlere" Anordnung zwischen der zylindrischen und konischen ohne gemeinsame Berührungsebenen gibt, die der Forderung noch mehr gerecht wird, daß beide Zweifachkoinzidenzanordnungen von gleichen Höhenstrahlbündeln getroffen werden.

Altmann, Walker und Hess (140) haben während eines Jahres den täglichen Mittelwert der Strahlungsstärke mit einer senkrechten Koinzidenzanordnung bestimmt und als Temperaturkoeffizienten im Winter — 0,155 Proz., im Sommer — 0,033 Proz. je Grad C gefunden. Die größte Intensität stellte sich im Winter, die kleinste im Sommer ein, und die Schwankung betrug nach Reduktion auf gleiche Temperatur 2,8 Proz. der mittleren Intensität, also die Amplitude $\pm$ 1,4 Proz. entsprechend den Ergebnissen mit Ionisationskammern. Hess und Benedetto (141) haben ferner die harte Strahlung mit einer Koinzidenzanordnung, zwischen die 22 cm *Pb* eingeschoben waren, fünf Monate lang gemessen und zu der Temperatur am Erdboden sowie denen in 3, 6, 9 und 12 km Höhe in Beziehung gesetzt; diese wurden täglichen Radiosondenaufstiegen entnommen. Bei Mittelung der Temperatur nach Druckabschnitten bis zu 200 Millibar ergab sich dabei der Koeffizient — 0,4 Proz. je Grad C, dessen Absolutwert im Vergleich zu den durch Ionisationskammermessungen gewonnenen hoch erscheint.

Entsprechende Vergleiche der Angaben täglicher Radiosondenaufstiege mit den über ein Jahr gehenden Intensitätsmessungen, aber mit Ionisationskammern, sind von Beardsley (142a) angestellt worden. Der Druck, die Temperatur in verschiedenen Höhen und die Strahlungsstärke am Erdboden wiesen je eine Jahreswelle auf. Bis zu 10 km Höhe glichen die Temperaturänderungen so sehr denen am Boden, daß der Korrelations- und Temperaturkoeffizient im wesentlichen dieselben blieben. Dieser war — 0,1 Proz. je Grad C, der des Luftdrucks — 0,1 Proz. je Millibar. In der Stratosphäre dagegen war der Temperaturkoeffizient etwa + 0,1 Proz. je Grad C, und der des Luftdrucks stieg bis 16 km etwa auf — 0,2 Proz. je Millibar ins Negative an. Die Korrelation zwischen der Strahlungsstärke und dem Druck ist eng zwischen 1000 und 15000 m Höhe, so daß dem Minimum der jährlichen Druckwelle das Maximum der Intensitätswelle zugeordnet ist. Ebenso ist die Temperatur mit der Strahlungsstärke unter 12000 m bis zum Boden eng korreliert und hat ihr Minimum im Februar. Weitere Untersuchungen derselben Art (142b) ergaben, daß die Schwankungen der Höhenstrahlstärke sich zu 15 Proz. auf die des Luftdrucks, zu 40 Proz. auf die Höhenverteilung der Luftmassen und zu 10 Proz. auf erdmagnetische Einflüsse zurückführen lassen. Die übrigen 35 Proz. blieben unerklärt. Schließlich wird (142c) der Zusammenhang zwischen der Intensitätsänderung δI (in Prozenten des Jahresmittels) und den Änderungen des Luftdrucks δP (in Millibar), der Temperatur δT (in Grad C) dargestellt durch $\delta I = -0{,}161\,\delta P - 0{,}132\,\delta T$, wenn alle Tagesmittel eines Jahres zur Berechnung verwandt werden, und durch $\delta I = -0{,}205\,\delta P - 0{,}154\,\delta T$ bei Benutzung nur der Monatsmittel.

Wäffler (143) hat den Intensitätsverlauf der harten Strahlung auf dem Jungfraujoch wäh-

rend des Jahres 1938 gemessen. Dazu war eine Steinkesche Hochdruckkammer so umgebaut worden, daß sie sechs Wochen lang keiner Wartung bedurfte, und mit 10 cm *Pb* gepanzert. Im allgemeinen ergab sich eine straffe Korrelation zwischen den Stundenmitteln der Strahlungsstärke und des Luftdrucks sowie zwischen denen des Drucks und der Temperatur, doch so gut wie keine zwischen der Temperatur und der Strahlungsstärke, nachdem diese in bezug auf den Druck berichtigt worden war. Zur Erklärung wird bemerkt, daß auf dem Jungfraujoch Temperaturänderungen zumeist durch die Druckänderungen mit bestimmt sind. Nach Berichtigung der Strahlungsstärke in bezug auf den Druck ist folglich eine in bezug auf die Temperatur dort nicht mehr nötig. Der mittlere Luftdruckeffekt war — 4,8 Promille der Intensität je mm *Hg*, während z. B. Messerschmidt und Pforte auch mit Ionisierkammer und 10 cm *Pb*-Panzerung in Seehöhe — 1,78 Promille erhalten hatten. Auch die von anderen Forschern auf dieselbe Weise gefundenen Luftdruckkoeffizienten ergeben gegen die Höhe des Beobachtungsortes aufgetragen Meßpunkte auf derselben geraden Linie, die durch die Meßpunkte von Seehöhe und 3500 m Höhe bestimmt ist. Es wird vermutet, daß auf die Kammer fallende große Luftschauer, die mit der Höhe an Zahl zunehmen, das Anwachsen des Effekts vortäuschen.

Die periodischen Änderungen der Strahlungsstärke werden auf die Hypothese von Jánossy (144) über den Einfluß eines Magnetfeldes der Sonne gegründet. Nach ihr gibt es für die Richtungen, in denen geladene Teilchen eines gegebenen Vorzeichens oberhalb einer bestimmten Energieschwelle einen Punkt der Erde erreichen können, nicht nur einen erlaubten Kegel in bezug auf das Magnetfeld der Erde, sondern auch einen in bezug auf das der Sonne. Da nun dieser eine zur Sonne feste Stellung hat, der irdische aber an der Erdumdrehung teilnimmt, ist eine Tagesperiode der Höhenstrahlung zu erwarten, ferner eine mit der 27tägigen Umdrehungszeit der Sonne, falls die Achse ihres magnetischen Dipols mit ihrer Umdrehungsachse nicht zusammenfällt. Schließlich würde ein jährlicher Gang durch die Exzentrizität der Erdbahn und die Neigungen der Dipolachsen von Sonne und Erde gegen die Ekliptik bedingt sein. Die Perioden sind von Vallarta und Godart (145) berechnet worden, und ihre Ergebnisse werden mit den Messungen auf dem Jungfraujoch und anderen Stationen verglichen. Die auf dem Jungfraujoch liefern einen Tagesgang, der gut durch eine Sinuswelle mit einer mittleren Amplitude von 0,14 Proz. des Intensitätsmittelwertes wiedergegeben wird, in ungefährer Übereinstimmung mit der berechneten, wenn alle Primärteilchen als positiv angenommen werden. Der Höchstwert tritt im Frühjahr und Sommer etwas früher am Tage ein wie im Herbst und Winter. Eine ähnliche Abhängigkeit der Phase von der Jahreszeit war schon von Schonland und Mitarbeitern 1937 in Kapstadt auch mit einer Steinke-Kammer gefunden worden und wird von Wäffler damit erklärt, daß die Lage der Erdachse zur Sonne sich während eines Jahres ändert und folglich auch die der beiden erlaubten Kegel am Meßort zueinander.

Die 27tägige Periode wurde von Vallarta und Godart unter der Voraussetzung berechnet, daß die Dipolachsen von Erde und Sonne einen Winkel von 6° miteinander bilden. Sie erhielten als Amplituden unter den magnetischen Breiten von 90° bis 30° Werte von 0,7 bis 0,05 Proz. der Gesamtstrahlung. Die Messungen auf dem Jungfraujoch hatten eine mittlere Amplitude $\pm$ 0,25 Proz., die von Gradziadei (146) auf dem Hafelekar auch mit gepanzerter Ionisationskammer $\pm$ 0,3 Proz. und die von Kolhörster (147) in Seehöhe mit Koinzidenzanordnungen $\pm$ 0,5 Proz. ergeben. Die berechneten und die beobachteten Phasen stimmen untereinander nicht überein.

Die Jahreswelle sollte nach Vallarta und Godart unter den magnetischen Breiten 50° und 48° Amplituden von 1,2 und 1 Proz. der Gesamtintensität aufweisen und für Breiten unter 30° verschwinden. Da die Messungen aber zum Teil größere Werte liefern, hatten sie noch andere Ursachen außer dem Sonnenmagnetfeld vermutet. Wie Forbush (148) gezeigt hat, lassen sich die an verschiedenen Orten sehr verschiedenen Jahreswellen in zwei Bestandteile zerlegen. Der eine hängt vom Meßort ab und wird nach Amplitude und Phase durch die erste Harmonikale der Gesamtkurve dargestellt, der unregelmäßige Rest ist für alle Meßorte derselbe und durch „weltweite" Änderungen bedingt, die auf der ganzen Erde gleichzeitig auftreten. Zur Berechnung des Jahresverlaufes auf dem Jungfraujoch wurden die luftdruckberichtigten Stundenwerte zu Tagesmitteln und diese zu Monatsmitteln zusammengefaßt. Die erste Harmonikale des so gewonnenen Linienzugs hat eine Amplitude von $\pm$ 1,5 Proz. des jährlichen Mittelwerts und ihren Gipfel am 10. November 1938. Diese Amplitude ist größer als die von Heß (149) aus Aufzeichnungen in 2300 m Höhe erhaltene, obgleich die beiden Beobachtungsorte unter fast derselben Breite liegen. Der durch Abzug der Sinuswelle von der Gesamtkurve folgende unperiodische Anteil des Jahresganges stimmt mit den weltweiten Änderungen von Forbush während derselben Zeit so gut überein, daß er als eine Bestätigung mit einer anderen Art von Ioni-

sationskammer in einem anderen Erdteil gelten kann. Nach Millikan und Neher (156) handelt es sich hierbei wahrscheinlich um Schwankungen im gesamten Energietransport der Höhenstrahlung nach der Erde.

Auch von Jánossy und Lockett (150) sind die durch das vermutete Sonnenmagnetfeld verursachten täglichen und jährlichen Schwankungen der senkrechten Strahlung unter 0° und 45° magnetischer Breite berechnet und mit den vorliegenden Messungen verglichen worden. Der Vergleich ist besonders bei den Amplituden schwierig, da die Messungen zumeist für allseitige Strahlung ausgeführt sind und der Einfluß der Atmosphäre bei der Umrechnung auf senkrechten Einfall schwer abzuschätzen ist. Aber auch zwischen den berechneten und beobachteten Phasen ergeben sich beträchtliche Unstimmigkeiten.

Literaturverzeichnis

1) E. T. Clarke und S. A. Korff, Physic. Rev. **58**, 179, 1940.
2) *A. H. Compton und R. N. Turner, Physic. Rev. **52**, 799, 1937.
3) V. C. Wilson und R. N. Turner, Physic. Rev. **59**, 931, 1941.
4) P. F. Gast und G. H. Loughridge, Physic. Rev. a) **58**, 194 und 583, 1940; b) **59**, 769, 1941.
5) W. P. Jesse, E. O. Wollan und M. Schein, Physic. Rev. **59**, 930, 1941.
6) *M. Schein, W. P. Jesse und E. O. Wollan, Physic. Rev. **57**, 847, 1940.
7) W. F. G. Swann, Physic. Rev. **60**, 470, 1941.
8) R. T. Young, Physic. Rev. **60**, 614, 1941.
9) A. R. Hogg, Terr. Magn. **46**, 51, 1941.
10) A. Duperier, Observatory London **64**, 190, 1942.
11) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **44**, 48, 1943.
12) V. Hess und E. B. Berry, Physic. Rev. **60**, 746, 1941.
13) J. Barnóthy und M. Forró, Physik. Zeitschrift **41**, 538, 1940 und Physic. Rev. **58**, 844, 1940.
14) a) *J. Barnóthy und M. Forró, Physic. Rev. **55**, 870, 1939.
b) *J. Barnóthy, Zeitschr. f. Physik **115**, 140, 1940.
15) Y. Nishina, Y. Sekido, Y. Miyazaki und T. Mazuda, Physic. Rev. **59**, 401, 1941.
16) D. J. Hughes und V. C. Wilson, Physic. Rev. **59**, 931, 1941.
17) a) M. Schein, W. P. Jesse und E. O. Wollan, Physic. Rev. **59**, 615, 1941.
b) E. O. Wollan, M. Schein und W. P. Jesse, Physic. Rev. **59**, 930, 1941.
18. *Th. H. Johnson, Rev. Mod. Physics **11**, 208, 1939.
19. F. Evans, Physic. Rev. **59**, 1, 1941.
20. F. L. Mohler, Physic. Rev. **59**, 1043, 1941.
21. M. Schein, W. P. Jesse und E. O. Wollan, Physic. Rev. **59**, 930, 1941.
22. J. F. Carlson und M. Schein, Physic. Rev. **59**, 840, 1941.
23. *L. Leprince und J. Crussard, C. r. Acad. Sci. Paris **204**, 112 und 240, 1937.
24. *H. Jones, Rev. Mod. Physics **11**, 235, 1939.
25. *D. J. Hughes, Physic. Rev. **57**, 592, 1940.
26. G. Bernardini, G. Wick, M. Conversi und E. Pancini, Physic. Rev. **60**, 535, 1941.
27. L. Leprince-Ringuet, E. Nageotte und M. Lhéritier, C. r. Acad. Sci. Paris **214**, 545, 1942.
28. G. Herzog und W. H. Bostick, Physic. Rev. **58**, 278, 1940.
29. C. F. Powell, Physic. Rev. **58**, 474, 1940.
30. C. F. Powell, Physic. Rev. **60**, 413, 1941.
31. W. F. G. Swann, Physic. Rev. **58**, 200, 1940 und **59**, 770, 836, 1941.
32. M. Schein und V. C. Wilson, Physic. Rev. **54**, 304, 1938.
33. a) B. Rossi und V. Regener, Physic. Rev. **58**, 837, 1940.
b) V. Regener und B. Rossi, Physic. Rev. **59**, 113, 1941.
34. a) M. Schein, E. O. Wollan und G. Groetzinger, Physic. Rev. **58**, 1027, 1940.
b) G. Groetzinger, E. O. Wollan und M. Schein, Physic. Rev. **59**, 113, 1941.
35. N. Hilberry, a) Physic. Rev. **59**, 763, 1941; b) Physic. Rev. **60**, 1, 1941.
36. *J. S. Bowen, R. A. Millikan und H. V. Neher, Physic. Rev. **53**, 855, 1938.
37. G. Cocconi, A. Loverdo und V. Tongiorgi, Naturwiss. **31**, 135, 1943.
38. *V. C. Wilson, Physic. Rev. **53**, 337, und 908, 1938.
39. G. Cocconi und V. Tongiorgi, Zeitschr. f. Phys. **118**, 88, 1941.
40. G. Bernardini, B. N. Cacciapuoti, B. Ferreti, O. Piccioni und G. C. Wick, Physic. Rev. **58**, 1017, 1940.
41. M. A. Pomerantz, Physic. Rev. **57**, 3, 1940.
42. B. Siegert, Zeitschr. f. Physik **118**, 217, 1941.
43. J. Clay, Proc. Amst. **43**, 1260, 1940.
44. *W. F. G. Swann und W. E. Ramsey, Physic. Rev. **56**, 378, 1939.
45. *W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London (A) **166**, 529, 1938.
46. B. Trumpy, Zeitschr. f. Physik **113**, 582, 1939.
47. E. Stuhlinger, Zeitschr. f. Physik **116**, 281, 1940.
48. J. Clay und F. Duvergé, Physica **6**, 171, 1939.
49. B. Trumpy und J. Orlin, Arch. Math. Nat. **44**, 99, 1941.
50. W. F. G. Swann und W. E. Ramsey, a) Physic. Rev. **57**, 1061, 1940; b) Physic. Rev. **59**, 931, 1941.
51. a) *G. Wataghin, M. D. de Souza Santos und P. A. Pompeia, Physic. Rev. **57**, 61, 1940.
b) M. D. de Souza Santos, P. A. Pompeia und G. Wataghin, Physic. Rev. **59**, 902, 1941.
52. Th. H. Johnson, R. Shutt und J. Barry, a) *Physic. Rev. **57**, 1047, 1940; b) Physic. Rev. **57**, 1062, 1940.
53) E. O. Wollan, Physic. Rev. **60**, 532, 1941.
54) L. Jánossy, C. B. McCusker und G. D. Rochester, Nature **148**, 660, 1941.
55) L. Jánossy, Proc. Roy. Soc. London **179**, 361, 1942.
56) J. Clay, Proc. Amst. **44**, 888, 1941.

57) *K. Schmeiser und W. Bothe, Ann. Physik (V) **32**, 161, 1938.
58) G. Cocconi, Naturwiss. **29**, 336, 1941.
59) P. Vos, Nature **145**, 387, 1940.
60) O. Broussard und A. Graves, Physic. Rev. **60**, 413, 1941.
61) C. Mohr und G. Stafford, Nature **149**, 385, 1942.
62) E. George, L. Jánossy und M. McCraig, Proc. Roy. Soc. London **180**, 219, 1942.
63) *A. Ehmert, Zeitschr. f. Physik **118**, 234, 1939.
64) a) Y. Nishina, K. Birus, Y. Sekido und Y. Miyazaki, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res. Tokio **38**, 353, 1941.
b) Y. Nishina und K. Birus, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res. Tokio **38**, 360, 1941.
65) B. Rossi, L. Jánossy, G. D. Rochester und M. Bound, Physic. Rev. **57**, 1062, 1940.
66) S. Leisegang, Zeitschr. f. Physik **116**, 513, 1940.
67) *H. Maier-Leibnitz, Zeitschr. f. Physik **112**. 569, 1939.
68) G. Herzog, a) *Physic. Rev. **55**, 1266, 1939; b) Physic. Rev. **59**, 117, 1941.
69) G. Herzog und W. H. Bostick, Physic. Rev. **59**, 122, 1941.
70) C. F. Powell, Physic. Rev. **59**, 471, 1941.
71) V. J. Veksler und N. A. Dobrotin, Physic. Rev. **59**, 1044, 1941.
72) R. Steinmaurer und J. v. Rüling, Wien. Ber. **151**, 159, 1942.
73) D. M. Bose und Biva Chowdhry, Nature **149**, 302, 1942.
74) L. Leprince-Ringuet, E. Nageotte, S. Gorodetzki und R. Richard-Foy, Zeitschrift f. Physik **120**, 588, 1943.
75) *H. Euler und W. Heisenberg, Erg. exakt. Naturwiss. **17**, 1, 1938.
76) *Th. H. Johnson und M. A. Pomerantz, Physic. Rev. **55**, 104, 1939.
77) *M. A. Pomerantz, Physic. Rev. **57**, 3, 1940.
78) J. Barnóthy und M. Forró, Naturwiss. **29**, 404, 1941.
79) S. J. Nikiten und N. Fedorenko, Journ. Phys. USSR. **4**, 279, 1941.
80) B. Trumpy und H. v. Ubisch, Arch. Math. Nat. **44**, 1, 1941.
81) *B. Rossi, N. Hilberry und B. Hoag, Physic. Rev. **56**, 837, 1939.
82) *W. M. Nielsen, C. M. Ryerson, L. W. Nordheim und K. Z. Morgan, Physic. Rev. **57**, 158, 1940.
83) H. V. Neher und H. G. Stever, Physic. Rev. **58**, 766, 1940.
84) B. Cacciapuoti und O. Piccioni, Ric. sci. **12**, 874, 1941.
85) G. Bernardini, Zeitschr. f. Phys. **120**, 413, 1943.
86) B. Rossi und D. B. Hall, Physic. Rev. **59**, 223, 1941.
87) H. Kulenkampff, Zeitschr. f. Physik **120**, 561, 1943.
88) *W. Kolhörster und J. Matthes, Physik. Zeitschr. **40**, 142, 1939.
89) D. Lyons, Physik. Zeitschr. **42**, 166, 1941.
90) F. Rasetti, Physic. Rev. **59**, 613 und **60**, 198, 1941.
91) R. Maze und R. Chaminade, C. r. Acad. Sci. Paris **214**, 266, 1942.
92) P. Auger, R. Maze nnd R. Chaminade, C. r. Acad. Sci. Paris **213**, 381, 1941.
93) J. Juilfs, Naturwiss. **30**, 584, 1942.
94) W. Opechowski, Physica **10**, 473, 1943.
95) G. A. Suckstorff, Phvsik. Zeitschr. **35**, 368, 1934.
96) V. Masuch und J. Juilfs, Zeitschr. f. Physik **104**, 458, 1937.
97) *E. J. Williams und G. E. Roberts, Nature **145**, 102, 1940.
98) E. J. Williams und G. R. Evans, Nature **145**, 818, 1940.
99) *E. G. Steinke und H. Schmidt, Zeitschr. f. Physik **115**, 740, 1940.
100) H. Schmid, Zeitschr. f. Physik **117**, 452, 1941.
101) *C. G. Montgomery und D. D. Montgomery, Physic. Rev. **48**, 969, 1935.
102) *H. Nie, Zeitschr. f. Physik **99**, 453, 1936.
103) *W. Kolhörster, J. Matthes und E. Weber, Naturwiss. **26**, 576, 1938.
104) E. Weber, Physik. Zeitschr. **41**, 242 und 338, 1940.
105) W. Kolhörster und E. Weber, Physik. Zeitschr. **42**, 13, 1941.
106) N. Hilberry, Physic. Rev. **59**, 112, 1941.
107) *H. Euler und H. Wergeland, Naturwiss. **27**, 484, 1939.
108) N. Hilberry und V. Regener, Physic. Rev. **59**, 471, 1941.
109) H. A. Bethe, Physic. Rev. **59**, 684, 1941.
110) G. Molière, Naturwiss. **30**, 87, 1942.
111) P. Auger und J. Daudin, C. r. Acad. Sci. Paris **212**, 897, 1941.
112) J. Daudin und A. Fréon, C. r. Acad. Sci. Paris **214**, 662, 1942.
113) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **40**, 488, 1939.
114) H. Geiger und W. Stubbe, Abh. d. Preuß. Akad. d. Wiss., Nr. 10, S. 3, 1941.
115) J. Clay, Physica **9**, 897, 1942.
116) S. Gorodetzki, P. Chanson und H. Denamur, C. r. Acad. Sci. Paris **214**, 166 und 310, 1942.
117) *C. G. Montgomery und D. D. Montgomery, Physic. Rev. **47**, 429, 1935.
118) J. Clay und C. G. 'T Hooft, Physica **10**, 185, 1943.
119) *A. Sittkus, Zeitschr. f. Physik **112**, 626, 1939.
120) *M. Schein und P. S. Gill, Physic. Rev. **55**, 1111, 1939.
121) S. A. Korff, Physic. Rev. **59**, 214 und 949, 1941.
122) S. A. Korff, Physic. Rev. **57**, 555, 1940.
123) E. M. Schopper und E. Schopper, Physik. Zeitschr. **40**, 22, 1939.
124) G. Stetter und H. Wambacher, a) Physik. Zeitschr. **39**, 883, 1938; b) Physik. Zeitschr. **40**, 702, 1939.
125) A. Widhalm, Zeitschr. f. Physik **115**, 481, 1940.
126) E. Bagge, Ann. d. Physik **39**, 512 und 535, 1941.
127) A. P. Shdanow, Acad. Sci. USSR. **4**, 266, 1940.
128) H. Euler, Zeitschr. f. Physik **116**, 73, 1940.
129) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Physik **119**, 35, 1942.
130) D. Cooper, Physic. Rev. **58**, 288, 1940.
131) E. J. Schremp, Physic. Rev. **53**, 915, 1938.
132) E. J. Schremp und A. Banos jr., Physic. Rev. **58**, 662, 1940 und **59**, 614, 1941.
133) G. Cocconi und V. Tongiorgi, Naturwiss. **30**, 328, 1942.

134) N. F. Beardsley, Physic. Rev. **59**, 402, 1941.
135) H. Arakawa, Physic. Rev. **58**, 1118, 1940.
136) Y. Nishina, Y. Sekido, H. Simamura und H. Arakawa, Physic. Rev. **57**, 1050, 1940 und **59**, 679, 1941.
137) *W. Kolhörster, Zeitschr. f. techn. Physik **21**, 284, 1940.
138) F. Göttlicher und W. Dittrich, Physik. Zeitschr. **41**, 402, 1940.
139) W. Dittrich, Physik. Zeitschr. **40**, 256, 1940.
140) G. O. Altmann, H. N. Walker und V. F. Hess, Physic. Rev. **58**, 1011, 1940.
141) V. F. Hess und F. A. Benedetto, Physic. Rev. **60**, 610, 1941.
142) N. F. Beardsley, Physic. Rev. a) **57**, 336, 1940; b) **59**, 470, 1941; c) **59**, 931, 1941.
143) H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **14**, 215, 1941.
144) *L. Jánossy, Zeitschr. f. Physik **104**, 430, 1937.
145) M. S. Vallarta und O. Godart, Rev. Mod. Physics **11**, 180, 1939.
146) *H. Th. Gradziadei, Wien. Ber. **145**, 495, 1936.
147) *W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **40**, 107, 1939.
148) *S. E. Forbush, Physic. Rev. **54**, 975, 1938.
149) *V. F. Hess, Physic. Rev. **57**, 781, 1940.
150) L. Jánossy und P. Lockett, Proc. Roy. Soc. London **178**, 52, 1941.
151) E. M. Bruins, Proc. Acad. Amst. **42**, 54, und 740, 1939.
152. *A. Ehmert, Zeitschr. f. Physik **106**, 751, 1937 und **115**, 326, 1940.
153) J. Matthes, Ann. d. Physik (V) **36**, 413, 1939.
154) H. Osterwisch, Physik. Zeitschr. **39**, 661, 1938.
155) *W. Kolhörster, Zeitschr. f. Physik **88**, 536, 1934.
156) *R. A. Millikan und H. V. Neher, Physic. Rev. **56**, 491; 1939.

Breslau, im Januar 1944.

(Eingegangen 1. Februar 1944)

ABHANDLUNGEN

Ein weiterer Beitrag zur unterschiedlichen Anregung von Molekülen durch Licht und Elektronenstoß durch die Beobachtung eines Emissionsspektrums des NO_2

Von H. Schüler und A. Woeldike

Mitteilung aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, Max-Planck-Institut, Berlin-Dahlem

Mit Tafel I

Zusammenfassung

Aufnahmen der Emissionsspektren von NO_2, Nitrobenzol ($C_6H_5NO_2$) und Nitrotoluol ($CH_3C_6H_4NO_2$) mit einer früher beschriebenen Entladungsröhre zeigen ein für alle drei Substanzen identisches Spektrum im grünroten Spektralbereich. Es handelt sich um das Emissionsspektrum des NO_2, das beim Nitrobenzol und Nitrotoluol durch Zerfall im angeregten Zustand entsteht. Der Vergleich dieses Spektrums mit der bekannten Absorption des NO_2 zeigt, daß hier ein besonders klarer Fall der unterschiedlichen Anregung eines Moleküls durch Licht und durch Elektronenstoß vorliegt, denn das Emissionsspektrum stellt ein ausgesprochen kontinuierliches Spektrum mit einer Andeutung von Banden im Kontinuum dar, während in der Absorption in der gleichen Spektralgegend ein ganz charakteristisches Bandenspektrum beobachtet wird, dessen Banden in der Emission nicht auftreten.

Bei Versuchen, das Emissionsleuchten des

Nitrobenzols NO_2–

und Nitrotoluols NO_2– –CH_3

mit der von uns früher beschriebenen Glimmentladungsröhre[1]) zu beobachten, fanden wir bei beiden Substanzen im Sichtbaren das gleiche Spektrum. Als Träger dieses Spektrums vermuteten wir das NO_2-Molekül, das durch natürlichen Zerfall der angeregten Moleküle vom Benzolring abgetrennt wird. Wenn das zutrifft, dann ist beim reinen NO_2 das gleiche Spektrum zu erwarten. In der Tat wird diese Annahme durch Untersuchungen am reinen NO_2 bestätigt. Das Spektrum ist in Fig. 1 wiedergegeben, und zwar zeigt Fig. 1a das reine Stickstoffdioxyd, Fig. 1b das Zerfallsspektrum von Nitrobenzol. Beide Spektren sind mit einer Stromstärke von 2,3 mA aufgenommen. Als Vergleichsspektrum ist das Neonspektrum gewählt worden. Die Emission des NO_2 besteht in der Hauptsache aus zwei Kontinua, von denen ein Maximum bei ~5600 AE (im Grünen) und das andere bei ~7000 AE (im langwelligsten Teil des sichtbaren Rot) liegen. Außerdem sind im Gebiet von 6700 bis 7000 AE in dem Kontinuum, allerdings sehr schwach, noch Banden zu erkennen; sie sind ebenfalls sowohl im reinen NO_2 wie im Nitrobenzol zu beobachten. In der Reproduktion sind sie nicht zu sehen. Die Intensitätsverteilung im Spektrum und seine Ausdehnung ist durch die benutzte Plattensorte bedingt. Das Spektrum ist hier beschrieben, wie es auf Aufnahmen mit

1) H. Schüler und A. Woeldike, Phys. Zeitschr. **42**, 390, 1941.

Agfa-Spektral-Total-Rapid-Platten erscheint. Der wahre Intensitätsverlauf kann sich davon noch erheblich unterscheiden. Bei Aufnahmen z. B. mit Agfa-Infrarot-800-Platten ergab sich eine Fortsetzung des roten Kontinuums bis mindestens 8000 AE. Die noch zusätzlich erscheinenden Emissionslinien oder -banden sind letzte Spuren von Fremdsubstanzen. So treten beim reinen NO_2 in Fig. 1a noch Sauerstofflinien bzw. -banden auf, die bedingt sind durch die Anwesenheit geringer Mengen von Sauerstoff bei der Herstellung des NO_2 aus Bleinitrat. Die Linien im Untergrund beim Nitrobenzol in Fig. 1b sind das Viellinienspektrum des Wasserstoffs, der in der Entladung als Trägergas benutzt wurde. So wird auch die Anwesenheit von H_α und H_β verständlich. Was das Intensitätsverhältnis der beiden Kontinua zueinander anbetrifft, so scheint das grüne Kontinuum beim Nitrobenzol in bezug auf das rote etwas schwächer zu sein als beim reinen NO_2, aber wegen der Kleinheit des Unterschiedes ist das mit Sicherheit nicht zu sagen.

Über die Emission des NO_2 liegen, soweit uns bekannt, nur ältere Versuche von Gehlhoff[2]) und von Zenneck und Strasser[3]) vor. Aus den Angaben von Gehlhoff ist nicht zu ersehen, ob er das hier beschriebene NO_2-Spektrum beobachtet hat, und auf den Reproduktionen von Zenneck und Strasser ist von diesem Spektrum nichts zu erkennen; das starke Auftreten der N_2-Banden läßt vielmehr vermuten, daß die beiden Verfasser praktisch nur Zerfallsspektren bekommen haben.

Unserem Befund am NO_2 in der Emission steht nun die Beobachtung am Absorptionsspektrum des NO_2 gegenüber. Hier werden im Gebiet von 8900–2250 AE[4]) Banden beobachtet. In Fig. 2 ist bei verschiedenen Drucken derjenige Teil des Absorptionsspektrums wiedergegeben, der für einen Vergleich mit der Emission in Frage kommt. Es handelt sich um ein Spektrum mit scharfen Banden, das, wie man mit Hilfe des Neonvergleichsspektrums feststellen kann, mit der Emission nichts identisch hat. Hier liegt ein besonders klarer Fall unterschiedlicher Anregung durch Licht und Elektronenstoß vor. Auch hier handelt es sich wie bei den bereits früher[5]) aufgewiesenen Fällen um Moleküle, die Sauerstoffatome enthalten, so daß also die Möglichkeit besteht, die Verschiedenheit von Emission und Absorption am gleichen Molekül auf die verschiedene Anregbarkeit von bindenden und nichtbindenden Elektronen zurückzuführen. Da es bis jetzt noch nicht möglich ist, den Bindungszustand in der Nitrogruppe restlos zu klären, erscheint eine eingehendere Formulierung des Anregungsmechanismus verfrüht. Es läßt sich nicht mit Sicherheit festlegen, welches einsame Elektronenpaar durch das Licht bzw. welche Bindungselektronen durch den Elektronenstoß angeregt werden. Aus der Tatsache, daß Emission und Absorption im gleichen Spektralbereich beobachtet werden, ist zu schließen, daß die Anregungsenergien der beiden möglichen Anregungszustände sehr ähnlich sind.

Um zu prüfen, ob es sich bei dem beschriebenen Spektrum wirklich um ein Emissionsspektrum des NO_2 handelt, sind auch Aufnahmen mit NO gemacht worden; dabei sind in erster Linie die bekannten β- und γ-Banden des NO beobachtet worden. Von unserem NO_2-Spektrum ist nichts zu sehen. Dagegen erscheinen im grünen bis roten Spektralbereich eine Anzahl charakteristischer Banden, die in Fig. 3 reproduziert und deren ungefähre Wellenlängen in Tab. 1 zusammengestellt sind. Dieses Spektrum ist auf den Aufnahmen von Zenneck und Strasser (l. c.) auch vorhanden, von den Verfassern aber nicht besonders erwähnt worden. Auch Gehlhoff (l. c.) beobachtete es, wie seine visuellen Messungen mit Hilfe eines Handspektroskops erkennen lassen. In Entladungen mit NO_2 bei kleiner Stromstärke (2,3 mA) sehen wir von diesem Bandenspektrum nichts. Erst bei Steigerung des Stromes (7 mA) und relativ kleinem NO_2-Druck erscheint es, immer von der zweiten positiven Gruppe des N_2 begleitet. Offensichtlich wird unter diesen Versuchsbedingungen das NO_2 bereits zersetzt. Als Träger des Spektrums der Fig. 3 ist sicher einerseits nicht das NO_2-Molekül anzusprechen, andererseits muß es sich aber um ein Molekül aus N- und O-Atomen handeln.

Tabelle I

6012 AE	5565 AE
5987 AE	5553 AE
5935 AE	5528 AE
5921 AE	5517 AE
5900 AE	5407 AE
5886 AE	5398 AE
5850 AE	
5834 AE	

Die Identität der beim NO_2 und beim Nitrobenzol und -toluol beobachteten Spektren läßt nur den Schluß zu, daß es sich um ein Emissionsspektrum des NO_2 handelt. Die für die Erzeugung dieses Spektrums notwendigen Versuchsbe-

2) G. Gehlhoff, Ann. d. Phys. **24**, 553, 1907.
3) J. Zenneck und B. Strasser, Physik. Zeitschr. **12**, 1201, 1911.
4) Literatur s. H. Sponer, Molekülspektren I (Tabellen). Springer, Berlin 1935.
5) H. Schüler und A. Woeldike, Physik. Zeitschr. **43**, 415, 1942; **44**, 335, 1943.

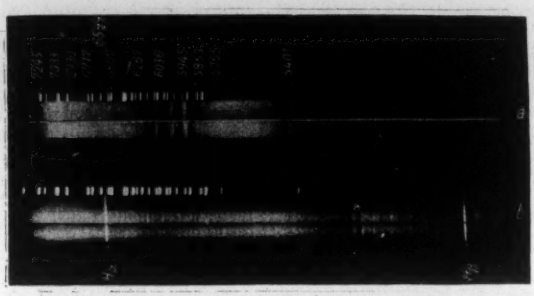


Fig. 1. a) Zerfallsspektrum des Nitrotoluols. b) Emissionsspektrum des NO_2. Auf beiden Aufnahmen ist Neon als Vergleichsspektrum mit aufgenommen worden. Die Begrenzung der Spektren nach Rot zu ist bedingt durch die Benutzung von Agfa-Spektral-Total-Rapid-Platten.

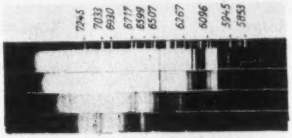


Fig. 2. Absorption des NO_2 bei verschiedenen Drucken im Bereich von 8000—5800 AE mit Neon als Vergleichsspektrum.

Fig. 3. Das abgebildete Spektrum erscheint in NO_2-Entladungen bei relativ kleinem NO_2-Druck und größerer Stromstärke. Es ist immer begleitet von der 2. pos. Gruppe des N_2.

dingungen (kleine Stromstärke und hohe Strömungsgeschwindigkeit des Gases) unterstreichen diese Annahme. Das Auftreten des Spektrums beim Nitrobenzol und Nitrotoluol ist danach so zu deuten, daß diese Moleküle in einem bestimmten Anregungszustand so zerfallen, daß als Bruchstück der Substituent im angeregten Zustand zurückbleibt. In den von uns bisher beschriebenen Fällen verlief der Zerfallsprozeß bei Benzolderivaten immer so, daß der Benzolring im angeregten Zustand zurückblieb (grünes und blaues Spektrum l. c.). Die Übereinstimmung der Spektren besagt, daß beim Zerfallsprozeß das gleiche Elektron der Nitrogruppe angeregt wird wie beim reinen NO_2.

Eine angenäherte Abschätzung darüber, wie groß die Zerfallswahrscheinlichkeit beim Nitrobenzol ist, ergibt ein Vergleich der Intensität des NO_2-Spektrums mit dem NO_2 von Nitrobenzol. Bei möglichst gleichen Versuchsbedingungen muß, um Spektren von derselben Intensität zu erzeugen, die Aufnahme vom Nitrobenzol ungefähr hundertmal länger belichtet werden als beim reinen NO_2. Beim Nitrotoluol ist der Unterschied noch größer als beim Nitrobenzol.

Abschließend sei noch einmal betont, daß zu den bisher von uns beschriebenen Fällen mit dem Beispiel des NO_2 ein besonders klarer Fall gefunden worden ist, der auf eine Unterschiedlichkeit der Anregung durch Licht und Elektronenstoß hinweist. Die Tatsache, daß es Moleküle gibt, bei denen durch Elektronenstoß andere Anregungszustände geschaffen werden als bei der Anregung durch Licht, scheint nach dem bisher Bekannten nicht selbstverständlich.

Bei der Herstellung der Spektralaufnahmen haben uns Fräulein cand. rer. nat. Reinebeck und Sauter freundlicherweise geholfen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Bereitstellung von Apparaten und Geldmitteln gedankt.

Die Untersuchung wurde mit dankenswerter Unterstützung der I.G. Farbenindustrie, Ludwigshafen, durchgeführt.

Berlin-Dahlem, Februar 1944.

(Eingegangen 24. März 1944)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\ 40^{min}$—$10^h\ 49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
Mai 1	—	Mai 16	−27
2	+20	17	−30
3	+30	18	−26
4	+27	19	−31
5	+31	20	−29
6	+15	21	—
7	—	22	−24
8	−03	23	−24
9	−55	24	−25
10	−40	25	−19
11	−40	26	−22
12	−40	27	−20
13	−27	28	—
14	—	29	—
15	−33	30	−18
		31	−11

Berlin-Charlottenburg, den 8. Juni 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\ 40^{min}$—$10^h\ 49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
Juni 1	−35	Juni 16	−15
2	−26	17	−22
3	−28	18	—
4	—	19	−18
5	−28	20	−13
6	−28	21	—[1]
7	−22	22	−13
8	−18	23	−14
9	−26	24	−18
10	−17	25	—
11	—	26	−11
12	−10	27	−12
13	−29	28	−20
14	−24	29	−21
15	−31	30	−13

[1]) nicht ausgesendet.

Berlin-Charlottenburg, den 8. Juli 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

L. Prandtl, Führer durch die Strömungslehre, zugleich dritte Auflage des Abrisses der Strömungslehre des gleichen Verfassers. Gr.-8°. XI und 383 Seiten. Mit 314 Abbildungen. Braunschweig 1942. Friedr. Vieweg & Sohn. Geb. RM. 12,—

Aus dem wohlbekannten und vielverbreiteten „Abriß der Strömungslehre" von L. Prandtl (vgl. diese Zeitschrift **34**, 144, 1933) ist unter annähernder Verdoppelung des Umfangs jetzt ein „Führer durch die Strömungslehre" geworden. Die Erweiterung bezieht sich teils auf Vervollständigung der eigentlichen Strömungslehre, großenteils aber auch auf die Hereinnahme von Randgebieten, die zwar nicht zur Hydro- und Aerodynamik im engeren Sinne gehören, deren Verständnis aber wesentlich durch ihre Gesetze bedingt wird. Es kamen hinzu bzw. wurden erweitert Kapitel über Kavitation, Wasserschlag, Wasser-Luft-Gemische, pneumatischen Transport, Geschiebebewegung, Strömungsgesetze in rotierenden Räumen und ihre Anwendungen auf Strömungsmaschinen sowie auf die Luft- und Meeresströmungen auf der rotierenden Erde, Bewegungen von stabil geschichteten Luftmassen, Wärmekonvektion und Wärmeübergang. Besonders hervorzuheben ist noch, daß die Ausführungen über Turbulenz und die Tragflügeltheorie dem neuesten Stand der Forschung angepaßt wurden und daß die Gasdynamik durch einen neuen Paragraphen über die Versuchstechnik der hohen Geschwindigkeiten wirkungsvoll ergänzt wurde.

Im ganzen ist erneut zu betonen, daß die Darstellung in meisterlicher Weise Strenge und Anschaulichkeit verbindet. Physiker, Geophysiker und Ingenieure werden sowohl zur ersten Einführung wie auch zur schnellen Orientierung über schwierigere Fragen mit größtem Nutzen sich der Prandtlschen Führung im vorliegenden Buche anvertrauen. Dem Verfasser wie dem Verlag darf man in gleicher Weise dankbar sein, daß es möglich wurde, heute dieses wertvolle Buch herauszubringen.

L. Schiller

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Treibs für Chemie, an der Universität Königsberg Dr. Karl-Gustav Bergner für Pharmazeutische und Lebensmittelchemie, an der Universität Posen Dr. Werner Lohmann für Praktische Astronomie und Astrophysik, an der Universität Gießen Dr. Karl Stöckmann (von der Technischen Hochschule Braunschweig) für mathematisch-naturwissenschaftliche Fächer, an der Bergakademie Clausthal Dr. Eberhard Büchner für allgemeine und organische Chemie.

Ernannt: Der ordentliche öffentliche Professor an der Universität Kolozsvar Dr. Paul Gombás zum ordentlichen Professor auf den physikalischen Lehrstuhl für technische und Wirtschaftswissenschaften an der Universität Budapest, Professor Dr. Alois Zinke zum ordentlichen Professor für Organische Chemie und Direktor des Instituts für Organische Chemie an der Universität Graz, der Lehrbeauftragte Dr. Werner Engelhard zum Honorarprofessor für Kolloidchemie insbesondere Gasschutz, der außerordentliche Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Werner Fischer zum ordentlichen Professor für anorganische Chemie ebenda, der Dozent für Mathematik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Othmar Baier zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für Physik und physikalische Grundlagen der Medizin an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Hermann Schäfer zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für Starkstromtechnik an der Technischen Hochschule Wien Dr. Alfred Winkler zum außerplanmäßigen Professor daselbst.

Gestorben: Der Oberregierungsrat im Reichsamt für Wetterdienst in Berlin Dr. Otto Hoelper (im Felde gefallen), der frühere Dozent für Pharmazeutische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Ernst Deussen.

Nachruf

Einem Terrorangriff auf Frankfurt am Main fiel am 12. September 1944 unser Physiker, Herr

Dr. Ludwig Eckstein

in seinem 40. Lebensjahr zum Opfer.

Er war ein mit großem technischen Geschick begabter Experimentator, der dank seiner gründlichen wissenschaftlichen Ausbildung jedes ihm sich bietende Problem mit Erfolg zu meistern wußte. Seine Schaffensfreude und sein Eifer machten ihn zu einem außerordentlich wertvollen Mitarbeiter; sein aufrichtiges, liebenswertes Wesen und seine stets bewährte Hilfsbereitschaft gewannen ihm die Sympathie seiner Arbeitskameraden. Er hat sich in unseren Herzen für alle Zeit ein Denkmal errichtet.

I.G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft
Werk Ffm.-Griesheim

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Physikalischen Zeitschrift wurden angenommen:

R. Jaeckel, Zur Theorie der Diffusionspumpe. (Aus dem Hochvakuumlaboratorium der Fa. E. Leybold's Nachfolger). (40 Spalten, 13 Figuren.) Eingegangen am 10. Juli 1944.

Zusammenfassung

Über die physikalischen Vorgänge in Diffusionspumpen werden Berechnungen angestellt mit dem Ergebnis, daß sich die Eigenschaften dieser Pumpen, Vorvakuumbeständigkeit, Sauggeschwindigkeit usw., im voraus angeben lassen bzw. daß für eine bestimmte vorgegebene Leistung die Dimensionen der Diffusionspumpe vorausberechnet werden können.

Zur Durchführung der theoretischen Überlegungen wird zunächst von einem vereinfachten Modell ausgegangen. Dieses liefert, daß die Vorvakuumbeständigkeit mit wachsender Treibdampfdichte und Treibdampfgeschwindigkeit zunimmt und daß diese klein ist für Gase mit großem Diffusionskoeffizienten und ferner, daß die Sauggeschwindigkeit proportional ist der Diffusionsfläche und daß die Sauggeschwindigkeit pro Flächeneinheit um so größer ist, je größer das Verhältnis von Fortschreitungsgeschwindigkeit des Treibdampfes zur Molekulargeschwindigkeit des abgesaugten Dampfes ist. Das vereinfachte Modell bringt nicht die Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von der Treibdampfdichte und die Grenzbedingung für die Breite der Diffusionsfläche.

Daher wird weiterhin mit einem verbesserten Modell gearbeitet. Hiernach werden Vorvakuumbeständigkeit und Sauggeschwindigkeit durch entgegen der Fortschreitungsrichtung zurückströmende Dampfmoleküle (Dampfsaum) verkleinert. Sauggeschwindigkeit und Vorvakuumbeständigkeit nehmen mit wachsender Dampfdichte im Dampfsaum ab. Infolge des Dampfsaumeinflusses nimmt die Sauggeschwindigkeit pro cm^2 der Diffusionsfläche mit zunehmender Breite der Diffusionsfläche schließlich ab. Die Breite der Diffusionsfläche ist also im Hinblick auf ihre Ökonomie begrenzt. Die im verbesserten Modell abgeleiteten Einflüsse des Dampfsaumes sind stark von der Gasart abhängig.

Die auf Grund der theoretischen Überlegungen abgeleiteten Formeln werden experimentell an der großen Öldiffusionspumpe von Jaeckel-Schröder geprüft und bestätigt.

F. Matossi, Eigenschwingungen und Kristallstruktur. (5 Spalten, 1 Figur.) Eingegangen am 8. August 1944.

Zusammenfassung

Der Einfluß der Symmetrieklasse eines Kristalls auf die Anzahl der Eigenschwingungen wird besprochen. Unter Umständen ist es möglich, Kristallklassen, die an und für sich mit der Schwerpunktsanordnung der Atome verträglich sind, durch Abzählung der Eigenschwingungen auszuschließen oder auch eine Mindestsymmetrie für die Eigensymmetrie der Atome anzugeben. Der Begriff des Kristallmoleküls wird diskutiert.

F. Matossi, Über den Depolarisationsgrad von Ramanlinien symmetrischer Eigenschwingungen. (5 Spalten.) Eingegangen am 8. August 1944.

Zusammenfassung

Zur Berechnung der Depolarisationsgrade von Ramanlinien totalsymmetrischer Eigenschwingungen aus der Modellvorstellung der Wechselwirkung induzierter Dipole ist es notwendig, eine Pulsation der Elektronenhüllen der Atome während der Schwingung im Ausmaß von 2–3 Proz. anzunehmen.

Maier, Zur Frage der molekularen Struktur kristalliner Flüssigkeiten: Die Änderung der Dielektrizitätskonstante der *pl*-Phase der *pp'*-Azoxyanisols durch magnetische Felder. (23 Spalten, 5 Figuren.) Eingegangen am 9. 8. 1944.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen der Änderung der Dielektrizitätskonstante des kristallinflüssigen *pp'*-Azoxyanisols durch longitudinale und transversale Magnetfelder berichtet, insbesondere über Untersuchungen des Verhältnisses des Transversaleffektes zum Longitudinaleffekt, das nicht den nach den Vorstellungen der Schwarmtheorie zu erwartenden Wert $-\frac{1}{2}$ zeigt, sondern nur Werte von etwa $-\frac{1}{10}$. Durch Röntgenaufnahmen wurde nachgewiesen, daß dies von einer Vororientierung der kristallinen Flüssigkeit (Orientierung im feldfreien Zustand) herrührt. Versuche, die Ursache dieser Vororientierung aufzuklären, führten zu dem Ergebnis, daß sie nur zu einem geringen Teil auf die sogenannte Randwirkung und die orientierende Wirkung des elektrischen Meßfeldes zurückzuführen ist. In der Hauptsache scheint es sich vielmehr um eine Strömungsorientierung zu handeln, die durch geringfügige Wärmekonvektionsströmungen hervorgerufen wird. Wenn diese Deutung zutrifft, so zeigen die vorliegenden Messungen, daß schon ein horizontales Temperaturgefälle von nur 0,1°/cm ausreicht, um eine beinahe vollständige Orientierung zu erzwingen. Weiterhin wird noch nachgewiesen, daß die Feldstärkeabhängigkeit des magnetischen Longitudinaleffektes durch die bekannten Gleichungen der Schwarmtheorie nicht befriedigend wiedergegeben werden kann, wie es auch zu erwarten ist, weil bei allen bisherigen Messungen die Vororientierung der kristallinen Flüssigkeit eine entscheidende Rolle spielen muß. Die bisherigen Ergebnisse dielektrischer Untersuchungen können daher nicht für oder gegen die Schwarmtheorie ent-

scheiden. Es bleibt vielmehr die experimentell noch zu klärende Frage offen, ob die grundlegende Vorstellung der Schwarmtheorie, daß der Normalzustand einer *pl*-Phase ein Zustand völliger Unordnung der Schwarmachsen sei, richtig ist, d. h. ob sich dieser Zustand bei Vermeidung jeglichen Temperaturgefälles tatsächlich einstellt.

K. G. Zimmer, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlungen auf Lösungen. I. (Aus der Genetischen Abteilung am Kaiser Wilhelm-Institut zu Berlin-Buch.) (7 Spalten.) Eingegangen am 17. August 1944.

Zusammenfassung

Die durch Röntgenstrahlung hervorgerufene Umwandlung des in Benzol gelösten sog. weißen Phosphors in die unlösliche (rote) Modifikation wurde in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis, von der Anfangskonzentration der Lösung und von der Temperatur untersucht. Im Gegensatz zu den Befunden verschiedener Autoren an wäßrigen Lösungen reaktionsfähiger Systeme ergaben unsere Versuche an benzolischen Lösungen keinerlei Hinweise dafür, daß die vom Lösungsmittel aufgenommene Energie an den reagierenden Stoff übertragen wird.

K. G. Zimmer und J. Boumann, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlungen auf Lösungen. II. (Aus der Genetischen Abteilung am Kaiser Wilhelm-Institut zu Berlin-Buch.) (6 Spalten.) Eingegangen am 17. August 1944.

Zusammenfassung

Die durch Bestrahlung in wäßriger Lösung hervorgerufene Veränderung von Tyrosin wurde in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis, von der Anfangskonzentration der Lösung und von der räumlichen Dichte der von der Strahlung erzeugten Ionisation untersucht. Es ergab sich, daß der relative Umsatz je Dosiseinheit mit abnehmender Anfangskonzentration wächst und bei gleichbleibender Anfangskonzentration mit steigender Ionisationsdichte abnimmt. Diese Befunde können durch die Annahme gedeutet werden, daß primär vom Lösungsmittel aufgenommene Energie über eine mittlere Entfernung von etwa 10^{-6} cm auf reaktionsfähige Moleküle übertragen werden kann. Die durchschnittliche Wahrscheinlichkeit, daß eine innerhalb dieser Entfernung vom Molekül stattfindende Ionisation die untersuchte Reaktion auslöst, betrug bei unseren Versuchen etwa 0,04.

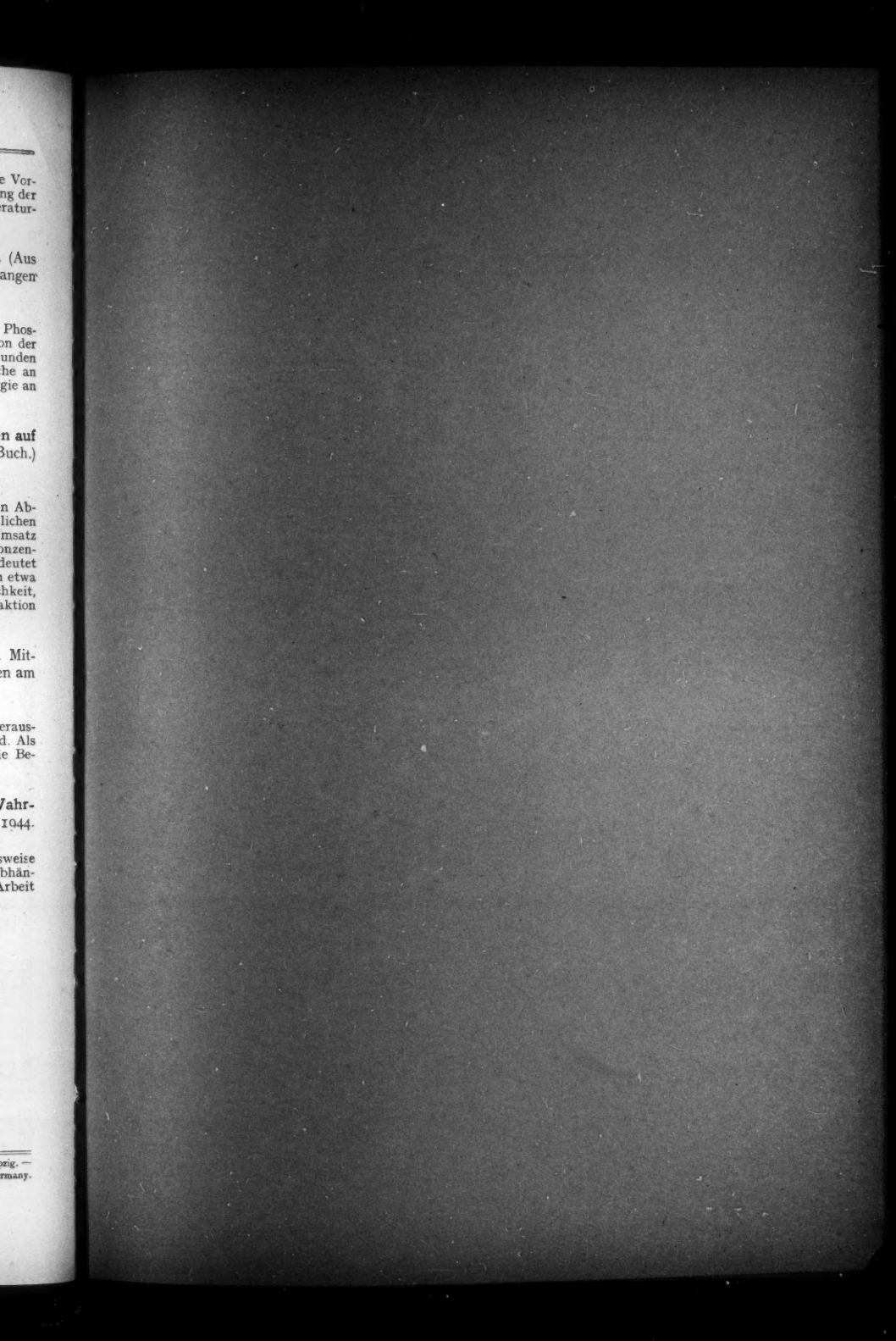
K. H. von Klitzing, Ein Verfahren zur ballistischen Messung magnetischer Momente. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (4 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 6. September 1944.

Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren beschrieben, bei dem das magnetische Moment eines Stabes durch Herausziehen aus einer im Verhältnis zu den Stabdimensionen weiten ringförmigen Spule gemessen wird. Als Maß für das Moment dient der Fluß, der die Spulenebene außerhalb der Spule durchsetzt. Die Bedingungen zur Erreichung einer guten Meßgenauigkeit werden erörtert.

B. Schönwald, Der Stand der Erkenntnis der physiologischen Grundgesetze für die Wahrnehmbarkeit von Lichtreizen. (9 Spalten, 4 Figuren.) Eingegangen am 22. September 1944.

Zusammenfassung

Die experimentellen Arbeiten der letzten Jahre ergeben eine gute Übersicht über die Arbeitsweise des menschlichen Auges, insbesondere seine Kontrastempfindlichkeit und seine Sehschärfe in Abhängigkeit von der Umfeldleuchtdichte und dem Sehwinkel. Ferner ermöglicht eine kurz erwähnte Arbeit von M. Berek eine neue Darstellung der Theorie des Lichtsinns.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig. — Druck: Bibliographisches Institut AG. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany.